

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM ENGENHARIA MECÂNICA

CASCAS CÔNICAS: RADIAÇÃO, TRANSMISSÃO SONORA E RESPOSTA  
À EXCITAÇÃO POR CAMPO ACÚSTICO

GERALDO CESAR NOVAES MIRANDA

FLORIANÓPOLIS, AGOSTO DE 1995

CASCAS CÔNICAS: RADIAÇÃO, TRANSMISSÃO SONORA E RESPOSTA  
À EXCITAÇÃO POR CAMPO ACÚSTICO

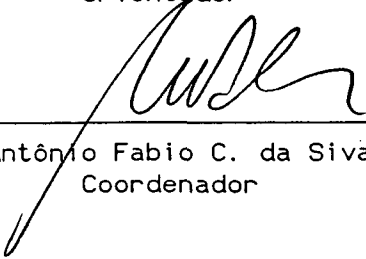
GERALDO CESAR NOVAES MIRANDA

ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA PARA OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

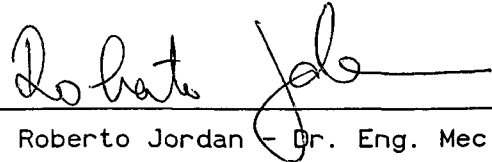
MESTRE EM ENGENHARIA

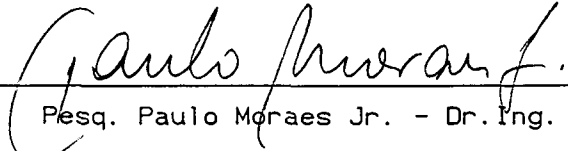
ESPECIALIDADE ENGENHARIA MECÂNICA, ÁREA DE CONCENTRAÇÃO VIBRAÇÕES E  
RUÍDO, E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO

  
Prof. Samir N. Y. Gerges - Ph.D.  
Orientador

  
Prof. Antônio Fabio C. da Silva - Dr. Eng<sup>a</sup>  
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:

  
Prof. Roberto Jordan - Dr. Eng. Mec.  
Presidente

  
Pesq. Paulo Moraes Jr. - Dr. Ing.

  
Jorge C. da Silva Pinto - Dr. Eng. Mec.

  
Prof. Ricardo E. Musafir - D. Sc.

À minha esposa Jacqueline  
e meus filhos Renan e Rubia

"A experiência cósmica da religião é o motivo mais profundo e mais nobre da pesquisa científica. O sentimento de mais alta e mais nobre repercussão é a vivência da realidade mística. Só daí surge a verdadeira ciência. Quem estiver alheio a este sentimento, incapaz de admirar-se e obstar-se em profundo respeito, conta como espiritualmente morto. Saber que o insondável realmente existe, manifestando-se como verdade suprema e beleza irradiante das quais temos apenas uma vaga intuição, constitui o âmago da verdadeira religiosidade.

Minha religião consiste numa humilde adoração de um SER infinito, de natureza superior e que se manifesta mesmo nos pequenos detalhes da vida."

Albert Einstein

AGRADECIMENTOS

- \* Ao Prof. Samir N. Y. Gerges, pela orientação, apoio e amizade;
- \* Aos Profs. do Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA), pela boa vontade em cooperar quando necessário;
- \* Ao Sr. Adilto, pela presteza na fabricação de dispositivos experimentais;
- \* Aos colegas de curso: Husadel, Fernando, Joseval, Marcio, Buba e Jorge com os quais convivi neste período;
- \* Ao Pesq. Sheo Prakash (in memoriam) pelo exemplo;
- \* Aos familiares que apesar da distância sempre estiveram presentes;
- \* A meus pais, José Miranda e Rafaela, pela orientação e formação que me deram e que continuam;
- \* Ao CTA/IAE pela oportunidade de realizar este trabalho;
- \* A Universidade de Taubaté (UNITAU) pelo apoio e incentivo

## INDÍCE

### CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

1.1 - Necessidade e Dificuldade	1
1.2 - Referências	5

### CAPÍTULO 2 - RADIAÇÃO SONORA DE UMA ESTRUTURA VIBRANTE

2.0 - Simbologia	6
2.1 - Introdução	8
2.2 - Modelo Teórico	8
2.2.1 - Radiação Sonora de Casca Cilíndrica Infinita	11
2.2.2 - Potência Sonora Irradiada	14
2.2.3 - Potência Sonora Irradiada por Casca Cilíndrica Finita	15
2.2.3.1 - Número de Modos Axiais ( $S_a$ ) Ímpar	16
2.2.3.2 - Número de Modos Axiais ( $S_a$ ) Par	17
2.2.4 - Resultados Teóricos	20
2.2.5 - Análise Modal	24
2.3 - Experimento	27
2.3.1 - Tempo de Reverberação	27
2.3.2 - NPS Irrradiado pelo Conjunto	30
2.3.3 - Ruído na Cadeia de Excitação	31
2.3.4 - Nível de Ruído de Fundo	33
2.3.5 - Nível de Ruído do Excitador-Casca Cônica	34
2.3.6 - NPS Irrradiado pela Casca Cônica	34
2.3.7 - Resultados	38
2.3.7.1 - NWS experimental medição analógica e digital	39
2.3.7.2 - Influência do Modo de Vibração Axial Par	40
2.3.7.3 - Influência do Modo de Vibração Axial Ímpar	44
2.4 - Conclusão	48
2.5 - Referências	50

## ANEXO 2A

Determinação do coeficiente de Intergração	96
--	----

## ANEXO 2B

Registro do Tempo de Reverberação	101
-----------------------------------	-----

## ANEXO 2C

Medição Digital do NWS Irrradiado pela Estrutura	102
--	-----

## ANEXO 2D

Integração numérica	106
---------------------	-----

## ANEXO 2E

Medição Digital da Resposta da Casca Cônica quando excitada	108
---	-----

## CAPÍTULO 3 - RESPOSTA DINÂMICA DE UMA CASCA EXCITADA POR CAMPO ACÚSTICO

3.0 - Simbologia	51
------------------	----

3.1 - Introdução	53
------------------	----

3.2 - Modelo Teórico	53
----------------------	----

3.2.1 - Resposta Multi-Modal à Tom Puro	54
---	----

3.2.2 - Procedimento de Cálculo	55
---------------------------------	----

3.3 - Resposta Multi-Modal à Excitação com Campo Difuso	56
---	----

3.3.1 - Resposta Multi-Modal em Banda de Frequência	58
---	----

3.3.2 - Fator de Acoplamento	59
------------------------------	----

3.4 - Experimento	64
-------------------	----

3.4.1 - Medição da Resposta da Casca Cônica	66
---	----

3.5 - Conclusão	68
-----------------	----

3.6 - Referências	70
-------------------	----

## ANEXO 3A

Avaliação da densidade modal	110
------------------------------	-----

## ANEXO 3B

Reciprocidade e Directividade	112
-------------------------------	-----

## ANEXO 3C

Fator de Perda experimental	115
-----------------------------	-----

## CAPÍTULO 4 - TRANSMISSÃO SONORA

4.0 - Simbologia	71
4.1 - Introdução	73
4.2 - Modelo Analítico	73
4.2.1 - Perda de Transmissão Sonora Ressonante	77
4.2.2 - Perda de Transmissão Sonora não Ressonante	78
4.2.2.1 - Perda de Transmissão Sonora não Ressonante Abaixo da Freqüência Circular	79
4.2.2.2 - Perda de Transmissão Sonora Não Ressonante Acima da Freqüência Circular	81
4.2.3 - Perda de Transmissão Sonora Total	82
4.3 - Perda de Transmissão Sonora Experimental	84
4.3.1 - Medição do Campo Sonoro Incidente	85
4.3.2 - Medição do Campo Sonoro Transmitido	87
4.3.3 - Resultado Experimental	89
4.4 - Conclusão	91
4.5 - Referências	93

## ANEXO 4A

Tabela do NPS transmitido	125
---------------------------	-----

## CAPÍTULO 5

5.1 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES	94
------------------------------	----



## RESUMO

Durante o desenvolvimento de um projeto aeroespacial, como por exemplo Veículos Lançadores de Satélites, há o interesse por parte do projeto de identificar e avaliar o comportamento de segmentos estruturais que são sensíveis à excitação acústica. A ocorrência de níveis acústicos intensos são observados durante a decolagem "lift-off", onde toda a superfície do Veículo é exposta a um campo sonoro bastante severo, e durante o voo transônico onde há a ocorrência dos níveis acústicos em regiões bem determinadas ao longo do Veículo, como por exemplo a estrutura cônica que protege equipamentos eletrônicos sensíveis embarcados.

Neste trabalho utilizam-se modelos teóricos de radiação e perda de transmissão sonora. Tais modelos foram desenvolvidos para estruturas cilíndricas expostas a um campo sonoro difuso. Há também a avaliação da resposta dinâmica, em banda de frequência, de uma estrutura quando excitada por campo sonoro difuso.

Com o objetivo de validar os resultados teóricos encontrados com os modelos acima citados, a estrutura cônica foi submetida a ensaios acústicos em câmara reverberante. Para tanto utilizou-se de uma estrutura cônica em escala 1:1, modelo de voo, confeccionada em material composto (fibra de vidro + resina epoxi).

Foram realizados os seguintes ensaios acústicos:

- \* medição da potência sonora irradiada pela casca estrutural, quando a mesma estava sendo excitada através de um excitador mecânico;
- \* medição da perda de transmissão sonora da casca da estrutura cônica, quando exposta a um campo sonoro difuso externo;
- \* medição da velocidade de vibração média temporal e espacial da casca cônica, quando exposta a um campo sonoro difuso externo.

Os resultados da comparação entre os dados experimentais e teóricos encontram-se nos capítulos 2, 3 e 4 deste trabalho.

ABSTRACT

During the development of a satellite launch vehicle, there is the need to identify and evaluate the behavior of structural systems which are sensible to acoustic excitation. The lift-off and transonic phases of the flight expose the entire vehicle to a severe acoustic environment, and the response of the payload fairing to such excitations is of major interest.

In this work two theoretical models are used: a model of acoustic radiation and a model of acoustic transmission loss. Both models were developed for cylindrical structures subject to a diffuse acoustic field. These models are used to evaluate the dynamic response of a conical structure, in frequency-band, under the excitation of a diffuse acoustic field.

Experimental tests were performed with the aim of validating the theoretical results obtained with the models described above. A full size conical structure made out of composite material (fiber glass and epoxi matrix) was tested in a reverberation chamber. There were performed the following acoustic tests:

- \* measurement of the acoustic power radiation by the structure when excited by a shaker;
- \* measurement of the acoustic transmission loss of the conical structural shell submitted to the excitation of an external diffuse acoustic field;
- \* measurement of the time and space averages of the velocity of vibration of the conical shell under the excitation of an external diffuse acoustic field.

The conclusions relating experimental and theoretical results of the works are presented in chapters 2, 3 and 4.

## CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO

### 1.1 - NECESSIDADE E DIFICULDADE

Durante a decolagem e o voo de um Veículo Lançador de Satélites, as vibrações mecânicas induzidas pela operação dos motores que compõem o sistema propulsivo são consideravelmente menores, do que aquelas originadas por cargas acústicas [1.1].

Há dois instantes do voo do veículo nos quais as cargas acústica são mais intensas, portanto de fundamental importância:

#### a. a decolagem:

Um campo sonoro bastante intenso é gerado na decolagem do veículo , devido a interação entre:

- \* os gases quentes expelidos pelo sistema propulsivo do veículo espacial;
- \* o meio atmosférico circundante e
- \* os defletores de jato existentes na mesa de lançamento.

Este ruído denomina-se ruído de decolagem, o qual poderá induzir níveis de vibração não desejados nas estruturas leves externas e/ou em sistemas sensíveis embarcados como, por exemplo, o satélite. O efeito da carga acústica, gerada nesta situação, é sentida ao longo de todo o veículo, sendo que os maiores níveis de pressão sonora são encontrados na base do veículo.

#### b. a alta velocidade:

Durante o regime de voo transônico, caracterizado pela ocorrência de fortes flutuações de velocidade e pressão sobre regiões do veículo com variação acentuada de geometria. O descolamento da camada limite do escoamento gera uma região local de alto grau de turbulência, a qual passa a representar uma fonte sonora de alta intensidade.

O ruído gerado neste campo sonoro é denominado de ruído aerodinâmico. Como no caso anterior, o ruído aerodinâmico pode induzir um nível de vibração não desejado em equipamentos embarcados sensíveis e nas estruturas leves externas, principalmente se a localização destes coincidir com a posição das protuberâncias e/ou mudança de geometria. Os pontos característicos de ocorrência desta excitação são aqueles onde há protuberâncias externas, tais como:

- \* suporte de antenas;
- \* calhas;
- \* carenagens;
- \* suporte de "boosters";
- \* nas regiões de mudança de geometria externa ao longo do veículo.

Desta maneira, o problema de excitação acústica em veículos espaciais sempre existirá. Torna-se evidente que durante o desenvolvimento de um Veículo Lançador de Satélites, estudos teóricos e experimentais na área de acústica devam ser realizados a fim de permitir estimativas precisas sobre cargas acústicas, garantindo assim integridade estrutural e funcional das partes sensíveis do veículo à excitação acústica, ver figura 1-1.

Este trabalho tem por objetivo fornecer uma avaliação do comportamento de um segmento estrutural de interesse, ao longo de um veículo espacial, quando excitado por um campo acústico. Mais especificamente com relação a:

- \* radiação sonora deste segmento estrutural;
- \* resposta dinâmica deste segmento estrutural;
- \* perda de transmissão sonora da casca deste segmento estrutural.

No presente trabalho o segmento estrutural escolhido para estudo foi a casca cônica que protege a carga útil e os componentes eletrônicos embarcados no veículo, geralmente identificado por "coifa" (fairing na terminologia anglo-saxônica).

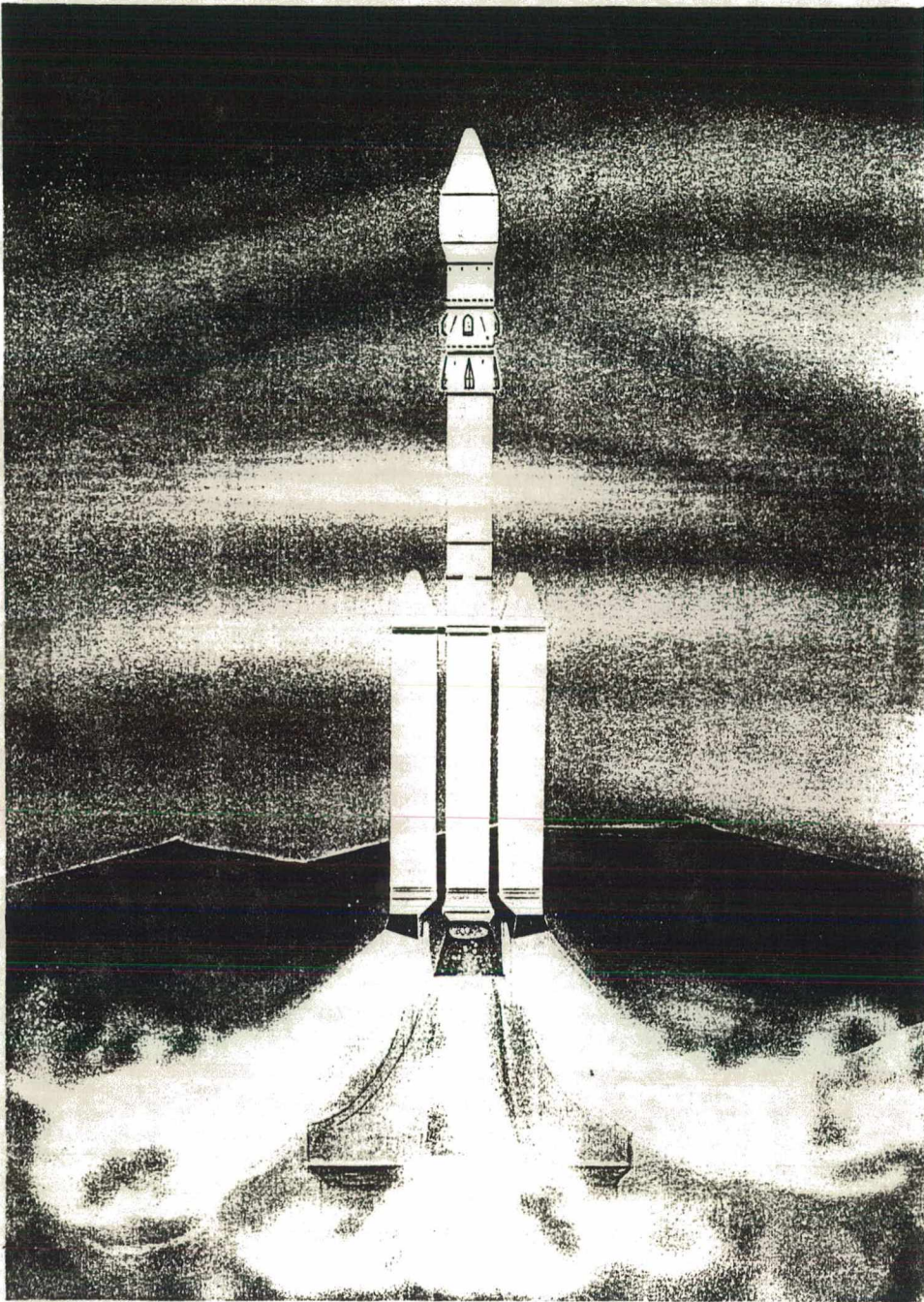


FIGURA 1-1 - Ambiente de Decolagem Típico

Foi feita uma intensa pesquisa bibliográfica com o objetivo de obter informações do comportamento das cascas cônicas quando excitadas por campo sonoro difuso. O resultado entretanto foi desanimador, pois embora sendo esta uma configuração estrutural amplamente utilizada nas indústrias aeronáutica, marítima e espacial, os resultados da pesquisa foram pobres.

Dada esta constatação, decidiu-se pela utilização de modelos teóricos já conhecidos de cascas cilíndricas, adaptando-as quando possível, para a casca

cônica. Os resultados teóricos obtidos são comparados com os dados experimentais.

Os dados experimentais que serviram para comparação com os resultados teóricos dos capítulos 2,3 e 4 foram obtidos através de ensaios acústicos padrões, realizados com uma casca cônica, modelo de vôo em escala real, confeccionado em material composto (fibra de vidro + resina epoxi). Estes ensaios foram realizados na câmara reverberante da Universidade Federal de Santa Catarina, Dpto. de Engenharia Mecânica - Laboratório de Vibrações e Acústica. Durante esses ensaios empregou-se duas cadeias de medição, analógica e digital, cujos resultados são apresentados nos capítulos ao longo deste trabalho. Na pesquisa bibliográfica realizada não foram encontrados dados experimentais de uma estrutura semelhante.

Os modelos teóricos que foram utilizados neste trabalho, são amplamente conhecidos, a saber:

capítulo 2 - equação de onda em coordenadas cilíndricas, demonstrada por vários autores na década de 70 e apresentada com detalhes no trabalho de dissertação de Mestrado da Universidade Federal de Santa Catarina em Nov/1980, por Pinto [1.2]

capítulo 3 - o modelo teórico de resposta estrutural utilizado foi apresentado por Smith [1.3] na década de 60. Neste trabalho analisa-se a interação entre campo sonoro e as vibrações estruturais.

capítulo 4 - o modelo teórico da perda de transmissão sonora em estruturas cilíndricas na condição de ressonância e não ressonância foi apresentado por Szechenyi [1.4] na década de 70.

Finalmente, no capítulo 5 são apresentadas as conclusões gerais e uma perspectiva futura de trabalhos.

## 1.2 REFERÊNCIAS

- [1.1] Manual de Utilização do Satelizador Proton, URSS, 1989.
- [1.2] PINTO, Jorge C. da Silva, "Radiação Acústica em Casca Cilindrica Simplesmente Apoiada", Dissertação de Mestrado, UFSC-EMC, 1980.
- [1.3] SMITH, Preston W. and Lyon, Richard H., "Sound and Structural Vibration", NASA CR-160, 1965.
- [1.4] SZECHENYI, E., "Sound Radiation and Transmition into Unstiffened Cylinders", Institute of Sound and Vibration Research - University of Southampton, 1970.

## CAPÍTULO 2 - RADIAÇÃO SONORA DE UMA ESTRUTURA VIBRANTE

### 2.0 - SIMBOLOGIA

$A_m$	coeficiente
$a$	raio externo [m]
$B$	pressão barométrica [mbar]
$C$	número de cilindros
$CR$	câmara reverberante
$c$	velocidade de propagação do som no ar [m/s]
$f_0$	freqüência central de uma faixa [Hz]
$H_m$	função de Hankel de ordem "m"
$H'_m$	derivada da função de Hankel de ordem "m"
$i$	$(-1)^{0,5}$
$J_m$	função de Bessel de ordem "m"
$J'_m$	derivada da função de Bessel de ordem "m"
$k_z$	número de onda axial $k_z = \pi S_a / L$
$\bar{k}^2$	número de onda $(k_0^2 - k_z^2)$
$k_0$	número de ondas acústica $k_0 = \omega / c$
$L$	comprimento da estrutura [m]
$LVA$	Laboratório de Vibrações e Acústica
$m$	número do modo de vibração circunferencial
$NWS$	nível de potência sonora [dB]
$NPS$	nível de pressão sonora [dB]
$P$	pressão sonora [ $N/m^2$ ]
$\bar{P}$	transformada de Fourier da pressão sonora
$r$	raio [m]
$r, \phi, z$	coordenadas cilíndricas
$S$	área da superfície da câmara reverberante [ $m^2$ ]



$S_a$	número do modo axial
TR	tempo de reverberação [s]
$T_R$	tempo de reverberação de referência 1,0 s
t	tempo [s]
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina
U	velocidade de partícula do fluido [m/s]
$\bar{V}$	volume da câmara reverberante [m <sup>3</sup> ]
$\bar{V}_R$	volume de referência 1,0 m <sup>3</sup>
V	velocidade normal da superfície estrutural [m/s]
$V_0$	amplitude da velocidade de partícula [m/s]
W	potência sonora [Watt]
$W_{ref}$	potência sonora de referência 10 <sup>-12</sup> [Watt]
$\bar{W}$	potência sonora média radiada [Watt]
$Y_m$	função de Newman de ordem "m"
$Y'_m$	derivada da função de Newman de ordem "m"
$ _I$	parte imaginária
$ _R$	parte real
$\omega_0$	frequência central de uma faixa [rd/s]
$\rho$	massa específica [kg/m <sup>3</sup> ]
$\delta(k)$	delta de Dirac
$\lambda$	comprimento de onda [m]

## 2.1 - INTRODUÇÃO

A estrutura que protege a carga útil e os componentes eletrônicos embarcados em um veículo espacial está sujeita a um nível de vibração não desejável decorrente de excitações: mecânica, acústica e aerodinâmica, durante as fases de voo e decolagem. Esta estrutura, como todas, possui uma série de frequências naturais que, quando excitadas, vibram e desta maneira irradiam sons em várias frequências.

A avaliação da potência sonora irradiada pela estrutura em questão é o objetivo deste capítulo.

Para alcançar este fim, o capítulo é dividido em duas seções: teórica e experimental. A seção teórica é desenvolvida a partir da equação de propagação de ondas em coordenadas cilíndricas, enquanto que a seção experimental tem por conteúdo ensaios em câmara reverberante. Posteriormente os resultados teóricos e experimentais serão comparados e por conseguinte obter-se-á a diferença entre os valores.

## 2.2 - MODELO TEÓRICO

A equação de propagação de ondas acústicas tri-dimensionais em coordenadas cilíndricas, em um meio não dissipativo, é dada por:

$$\frac{\partial^2 P(r, \phi, z, t)}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 P(r, \phi, z, t) \quad 2.1$$

onde:

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

Como pode ser observado na eq. 2.1, a pressão sonora ( $P$ ) é uma função da localização e do tempo. Se admitirmos uma variação harmônica da pressão sonora com o tempo, podemos escrevê-la na forma:

$$P(r, \phi, z, t) = P(r, \phi, z) e^{-i\omega t} \quad 2.2$$

Substituindo a eq. 2.2 na equação de propagação de ondas acústicas, eq. 2.1, temos a equação de Helmholtz dada por:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right] P(r, \phi, z) + k_0^2 P(r, \phi, z) = 0 \quad 2.3$$

onde:

$$k_0^2 = \frac{\omega_0^2}{c^2}$$

A transformada de Fourier de  $P(r, \phi, z)$  e sua inversa são, respectivamente, definidas como:

$$\bar{P}(r, \phi, k) = \int_{-\infty}^{\infty} P(r, \phi, z) e^{-ikz} dz \quad 2.4$$

$$P(r, \phi, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{P}(r, \phi, k) e^{ikz} dk \quad 2.5$$

A segunda derivada parcial da pressão  $P(r, \phi, z)$  em relação a  $z$  pode ser obtida por:

$$\frac{\partial^2 P(r, \phi, z)}{\partial z^2} = -k^2 P(r, \phi, z) \quad 2.6$$

Fazendo a transformada de Fourier das parcelas da eq. 2.3 e considerando a eq. 2.6, temos:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] P(r, \phi, z) e^{-ikz} dz + \int_{-\infty}^{\infty} k_0^2 P(r, \phi, z) e^{-ikz} dz - \int_{-\infty}^{\infty} k^2 P(r, \phi, z) e^{-ikz} dz = 0 \quad 2.7$$

Fazendo a transformada inversa de Fourier nas parcelas da eq 2.7, conforme a eq. 2.5 temos:

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right] \bar{P}(r, \phi, k) + \left[ k_0^2 - k^2 \right] \bar{P}(r, \phi, k) = 0 \quad 2.8$$

A solução da equação diferencial eq. 2.8, considerando irradiação em campo livre é dada na eq. 2.9, onde  $\bar{P}$  é a transformada de Fourier da pressão sonora  $P$  e  $\bar{k}^2 = k_0^2 - k_z^2$ :

$$\bar{P}(r, \phi, k) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(m\phi) H_m(\bar{k}r) \quad 2.9$$

Aplicando na solução da equação diferencial, eq. 2.9, a transformada inversa de Fourier, dada pela eq. 2.5, obtém-se a solução da onda acústica tridimensional em coordenadas cilíndricas:

$$P(r, \phi, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(m\phi) H_m(\bar{k}r) e^{ikz} dk$$

Como anteriormente, admitindo variação harmônica da pressão acústica com o

tempo, a equação anterior pode ser reescrita como:

$$P(r, \phi, z, t) = \frac{e^{-i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(m\phi) H_m(\bar{k}r) e^{ikz} dk \quad 2.10$$

A equação da pressão sonora, eq. 2.10, aplica-se nos casos de pressão radiada de cascas e vigas cilíndricas para modos de vibração circunferenciais e axiais.

### 2.2.1 - RADIAÇÃO SONORA DE CASCA CILINDRICA INFINITA

Para avaliar a potência irradiada de casca cilíndrica, faz-se necessário obter os valores dos coeficientes  $A_m$ , o qual são determinados através de condição de contorno, a saber:

→ a partícula de fluido em contato com a superfície da casca cilíndrica, terá a mesma velocidade superficial normal desta casca.

Considerando uma casca cilíndrica infinita com modo axial  $K_z$ , onde  $S_a$  é o número do modo axial e  $L$  é o comprimento da casca em metros, que contém um número inteiro de meia onda estrutural:

$$K_z = \frac{\pi S_a}{L}$$

A velocidade de partícula de fluido "U" e velocidade de superfície normal "V", são dadas respectivamente por:

$$U = - \frac{1}{i \omega \rho} \frac{\partial P(r, \phi, z, t)}{\partial r} \Bigg|_{\text{superfície}} \quad 2.11$$

$$V = V_0 \cos(m\phi) \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \quad 2.12$$

Aplicando a condição de contorno, na superfície onde o raio "r" é igual a "a" temos:

$$-\frac{1}{i\omega\rho} \left. \frac{\partial P(r,\phi,z,t)}{\partial r} \right|_{r=a} = V_0 \cos(m\phi) \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \Big|_{r=a} \quad 2.13$$

Através de várias manipulações algébricas na eq. 2.13 (ver Anexo-2A) temos o valor do coeficiente  $A_m$  dado por:

$$A_m = - \frac{\pi \omega \rho V_0 \left[ \delta(k-k_z) - \delta(k+k_z) \right]}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \quad 2.14$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Substituindo a eq. 2.14 na eq. 2.10, obtemos:

$$P(r,\phi,z,t) = -\frac{e^{-i\omega t} \omega \rho V_0}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\left[ \delta(k-k_z) - \delta(k+k_z) \right] \cos(\phi m) H_m(\bar{k}a) e^{ikz}}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} dk \quad 2.15$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Resolvendo a integral da eq. 2.15 e escrevendo-a de uma maneira mais conveniente, tem-se a pressão sonora irradiada em função dos números de modos circunferenciais e axiais, dada por:

$$P(r, \phi, z, t) = - \frac{\omega \rho V_0 \cos(m \phi) e^{-i\omega t}}{2} \frac{H_m(\bar{k}a)}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \left[ e^{ik_z z} - e^{-ik_z z} \right]$$

ou

$$P(r, \phi, z, t) = - i \omega \rho V_0 \cos(m \phi) \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \frac{H_m(\bar{k}a)}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \quad 2.16$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

### 2.2.2 - POTÊNCIA SONORA TEÓRICA IRRADIADA

A potência sonora irradiada pela casca cilíndrica vibrante, é obtida através do produto da pressão sonora irradiada com a velocidade normal da superfície desta estrutura. A equação da potência sonora irradiada é:

$$W = \int_s P(r, \phi, z, t) V ds \quad 2.17$$

A potência sonora média, irradiada em um período de tempo e em um comprimento finito do cilindro "L" que contém um número inteiro de meia onda estrutural "S<sub>a</sub>", é dada na forma:

$$\bar{W} = - \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_0^L P(r, \phi, z, t) \left| V \right|_R a dz d\phi dt \quad 2.18$$

Segundo Morse [2.1], somente as partes reais da pressão sonora irradiada e da velocidade de superfície devem ser consideradas na obtenção da potência sonora média. Substituindo a parte real das eqs. 2.12 e 2.16 na eq. 2.18

temos:

$$* \text{ eq. 2.12 } \left| \dots V \right|_R = V_0 \operatorname{sen}(k_z z) \cos(m\phi) \cos(\omega t)$$

$$* \text{ eq. 2.16 } \left| \dots P(r, \phi, z, t) \right|_R = -i \omega \rho V_0 \operatorname{sen}(k_z z) \cos(m\phi) \cos(\omega t) \left. \frac{H_m(\bar{k}a)}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \right|_1$$

$$\bar{W} = - \frac{i \omega \rho_0 V_0^2 a}{T} \left. \frac{H_m(\bar{k}a)}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \right|_1 \int_0^T \cos^2(\omega t) dt \int_0^{2\pi} \cos^2(m\phi) d\phi \int_0^L \operatorname{sen}^2(k_z z) dL \quad 2.19$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Resolvendo a integral da equação acima, tem-se:

$$\bar{W} = - \frac{i \pi \omega \rho V_0^2 a L}{4} \left. \frac{H_m(\bar{k}a)}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)} \right|_1 \quad 2.20$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Utilizando as expressões abaixo (Abramowitz [2.2]) e substituindo-as na eq. 2.20, tem-se:



$$H_m(x) = J_m(x) + i Y_m(x)$$

$$J'_m(x) = 0,5 \left[ J_{m-1}(x) - J_{m+1}(x) \right]$$

$$Y'_m(x) = 0,5 \left[ Y_{m-1}(x) - Y_{m+1}(x) \right]$$

$$i Y(x) J'(x) - i J(x) Y'(x) = - \frac{2i}{\pi x}$$

$$\bar{W} = \frac{\omega^2 \rho V_0 L}{2 \bar{k}^2 |H'_m(\bar{k}a)|^2} \quad 2.21$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$$

### 2.2.3 POTÊNCIA SONORA IRRADIADA POR CASCA CILÍNDRICA FINITA

As estruturas existentes têm comprimento finito. Deste modo, faz-se necessário a determinação do modelo analítico que o represente convenientemente. Pinto [2.3] deduziu a equação para a radiação sonora de uma casca cilíndrica de comprimento finito. O procedimento para a dedução da equação é semelhante ao empregado na seção anterior. A diferença ocorre na maneira de apresentar a condição de contorno, que é:

$$U = - \frac{1}{i \omega \rho} \frac{\partial P(r, \phi, z, t)}{\partial r} \Big|_{\text{superfície}}$$

$$V = 0 \quad z < -L/2$$

$$V = V_0 \cos(m\phi) \cos(k_z z) e^{-i\omega t} \quad -L/2 < z < L/2 \quad \text{para } S_a \text{ par}$$

$$V = V_0 \cos(m\phi) \sin(k_z z) e^{-i\omega t} \quad -L/2 < z < L/2 \quad \text{para } S_a \text{ ímpar}$$

$$V = 0 \quad z > L/2$$

Empregando a condição de contorno da seção anterior, determinam-se os valores dos coeficientes  $A_m$ , das equações de pressão e potência sonora.

### 2.2.3.1 NÚMEROS DE MODOS AXIAIS ( $S_a$ ) ÍMPAR

$$\bar{k} A_m H'_m(\bar{k}a) = \frac{i \omega \rho V_0}{k_z^2 - k^2} \left[ 2 k_z \sin\left(\frac{k_z L}{2}\right) \cos\left(\frac{k_z L}{2}\right) \right] \quad 2.22$$

onde  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$S_a = 1, 3, 5, 7, \dots$

$$P(a, \phi, z, t) = \frac{i \omega \rho}{2 \pi} \cos(m\phi) V_0 k_z e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2 \sin(k_z L/2) \cos(kL/2)}{\bar{k} (k_z^2 - k^2)} \frac{H_m(\bar{k}a)}{H'_m(\bar{k}a)} e^{ikz} dk \quad 2.23$$

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} P(a, \phi, z, t)_{m,s} \bigg|_R V \bigg|_R a \, dz \, d\phi \, dt \quad 2.24$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$S_a = 1, 3, 5, \dots$

Substituindo na equação da potência sonora média, eq. 2.24, as partes

reais da pressão sonora e da velocidade superficial normal da casca, tem-se:

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{4 \omega \rho V_0^2}{\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{\cos^2(k_0 L \cos \theta / 2)}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2 |H'_m(ak_0 \sin \theta)|^2 \sin \theta} d\theta \quad 2.25$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$S_a = 1, 3, 5, \dots$$

#### 2.2.3.2 NÚMEROS DE MODOS AXIAIS ( $S_a$ ) PAR

$$\bar{k} A_m H'_m(\bar{k}a) = \frac{i \omega \rho V_0}{k_z^2 - k^2} \left[ 2 k_z \sin \left( \frac{k_z L}{2} \right) \cos \left( \frac{k_z L}{2} \right) \right] \quad 2.26$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$S_a = 2, 4, 6, \dots$$

$$P(a, \phi, z, t) = \frac{i \omega \rho}{2 \pi} \cos(m\phi) V_0 k_z e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{2 i \sin(kL/2) \cos(k_z L/2)}{\bar{k} (k_z - k^2)} \frac{H_m(\bar{k}a)}{H'_m(\bar{k}a)} e^{ikz} dk \quad 2.27$$

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{1}{T} \int_0^T \int_0^{2\pi} \int_{-L/2}^{L/2} P(a, \phi, z, t) \bigg|_{m,s} \bigg|_R V \bigg|_R a dz d\phi dt \quad 2.28$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$S_a = 2, 4, 6, \dots$$

Substituindo na equação da potência sonora média eq. 2.28, as partes

reais da pressão sonora e da velocidade superficial normal da estrutura, tem-se:

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{4 \omega \rho V_0^2}{\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{[\sin(k_0 L \cos \theta / 2)]^2}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2 |H'_m(ak_0 \sin \theta)|^2 \sin \theta} d\theta \quad 2.29$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$s_a = 2, 4, 6, \dots$$

O valor de " $\theta$ " para,  $S_a$  par e ímpar, será suficientemente pequeno de tal modo que se possa considerar:  $\sin(\theta) = \theta$  e  $\cos(\theta) = 1,0$ . Pinto [2.3] estudou o erro introduzido na equação da potência sonora média, eqs. 2.25 e 2.29, devido a consideração de  $\theta = 10^{-5}$  ao invés de  $\theta = 0$ . O maior erro observado foi de  $4,2 \times 10^{-5}$ .

Segundo Abramowitz [2.2], quando o argumento da função derivada de Hankel for:  $ak_0 \sin(\theta) < m + 0,5$ , o módulo da derivada da função de Hankel pode ser escrito na forma:

$$|H'_m(ak_0 \sin(\theta))|^2 = \left( \frac{m!}{2\pi} \right)^2 \left( \frac{2}{a k_0 \sin(\theta)} \right)^{(2m+2)} \quad 2.30$$

Substituindo a eq. 2.30 nas eqs. 2.25 e 2.29, tem-se respectivamente:

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{4 \omega \rho V_0^2}{\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{[\cos(k_0 L \cos \theta / 2)]^2}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2} \left( \frac{m!}{2\pi} \right)^{-2} \left( \frac{2}{a k_0 \sin(\theta)} \right)^{-(2m+2)} \frac{d\theta}{\sin(\theta)} \quad 2.31$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$S_a = 1, 3, 5, \dots$$

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{4 \omega \rho V_0^2}{\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{[\sin(k_0 L \cos \theta / 2)]^2}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2} \left( \frac{m!}{2\pi} \right)^{-2} \left( \frac{2}{a k_0 \sin(\theta)} \right)^{-(2m+2)} \frac{d\theta}{\sin(\theta)}$$

onde:  $m = 0, 1, 2, \dots$

2.32

$$S_a = 2, 4, 6, \dots$$

Será mais conveniente escrever as eqs. 2.31 e 2.32 em função da amplitude de velocidade da partícula quadrada média temporal e espacial ( $\langle \bar{V}_0^2 \rangle$ ). De Pinto [2.3] tem-se:

$$\langle \bar{V}_0^2 \rangle = \frac{1}{2\pi a L T} V_0^2 \int_0^T \cos^2(\omega t) dt \int_0^L \sin^2(k_z z) dz \int_0^{2\pi a} \cos^2 \frac{m}{a} (a\phi) d(a\phi)$$

$$\langle \bar{V}_0^2 \rangle = \frac{V_0^2}{8}$$

2.33

Substituindo a eq. 2.33 nas eqs. 2.31 e 2.32 tem-se respectivamente:

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{\omega \rho \langle \bar{V}_0^2 \rangle}{2\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{[\cos(k_0 L \cos \theta / 2)]^2}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2} \left( \frac{m!}{2\pi} \right)^{-2} \left( \frac{2}{a k_0 \sin(\theta)} \right)^{-(2m+2)} \frac{d\theta}{\sin(\theta)}$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

2.34

$$S_a = 1, 3, 5, \dots$$

$$\bar{W}_{m,s} = \frac{\omega \rho \langle \bar{V}_0^2 \rangle}{2\pi k_0 k_z^2} \int_0^{\pi/2} \frac{[\sin(k_0 L \cos \theta / 2)]^2}{[1 - (k_0/k_z)^2 \cos^2 \theta]^2} \left( \frac{m!}{2\pi} \right)^{-2} \left( \frac{2}{a k_0 \sin(\theta)} \right)^{-(2m+2)} \frac{d\theta}{\sin(\theta)}$$

onde  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

2.35

$$S_a = 2, 4, 6, \dots$$

As integrais 2.34 e 2.35, não apresentam solução em forma fechada. A solução só poderá ser obtida através de métodos numéricos (ver Anexo-2D).

#### 2.2.4 - RESULTADOS TEÓRICOS

O nível de potência sonora (NWS), irradiado pela casca cônica excitada é dada por , considerando  $W_{ref}$  como  $10^{-12}$  Watt, :

$$NWS = 10 \log \frac{\bar{W}_{m,s}}{W_{ref}} \quad 2.36$$

O modelo teórico que foi utilizado na seção anterior, refere-se a cascas cilíndricas, porém a estrutura em estudo possui casca cônica. Para possibilitar a utilização do modelo teórico, desenvolvido para a predição da potência sonora irradiada de casca cônica, imagina-se que o cone seja formado por vários cilindros finitos de raios diferentes superpostos, como mostra figura 2-1.

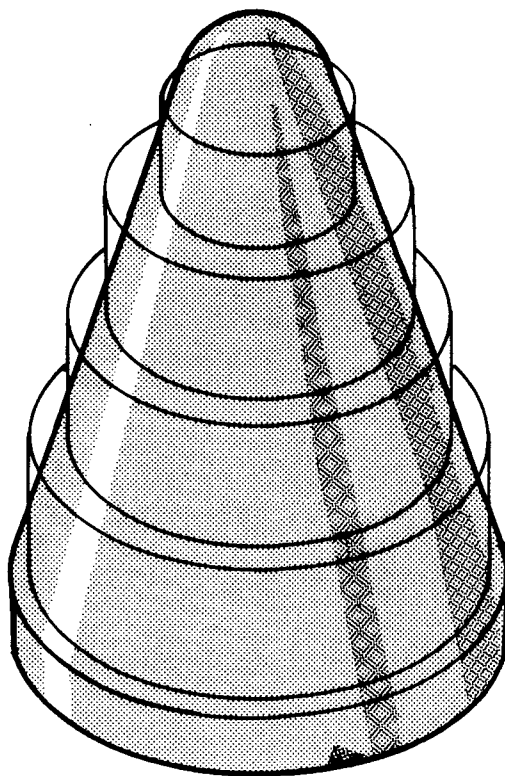


FIGURA 2-1 - Montagem do Cone através de Cilindros Finitos

Através da contribuição do Nível de Potência Sonora (NWS) de cada cilindro finito, será avaliada a NWS do cone assim montado. Para a obtenção deste nível, utilizam-se os seguintes dados:

\*  $\rho = 1,21 \text{ kg/m}^3$ ;

\* a velocidade superficial da casca cônica é um dado experimental obtido conforme descrição, ver Anexo-2E, os resultados estão na figura 2-2;

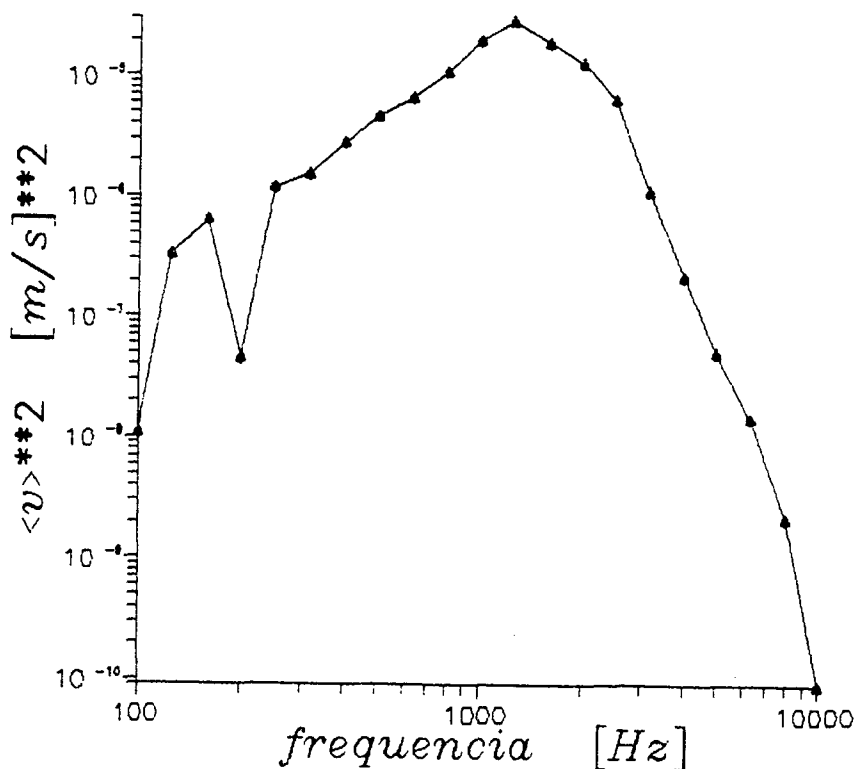


FIGURA 2-2 - Velocidade Experimental da Casca Cônica

\* a altura do cilindro em função do número, está na figura 2-3.

\* valores do raio do cilindro em função do número de cilindros, tabela 1.

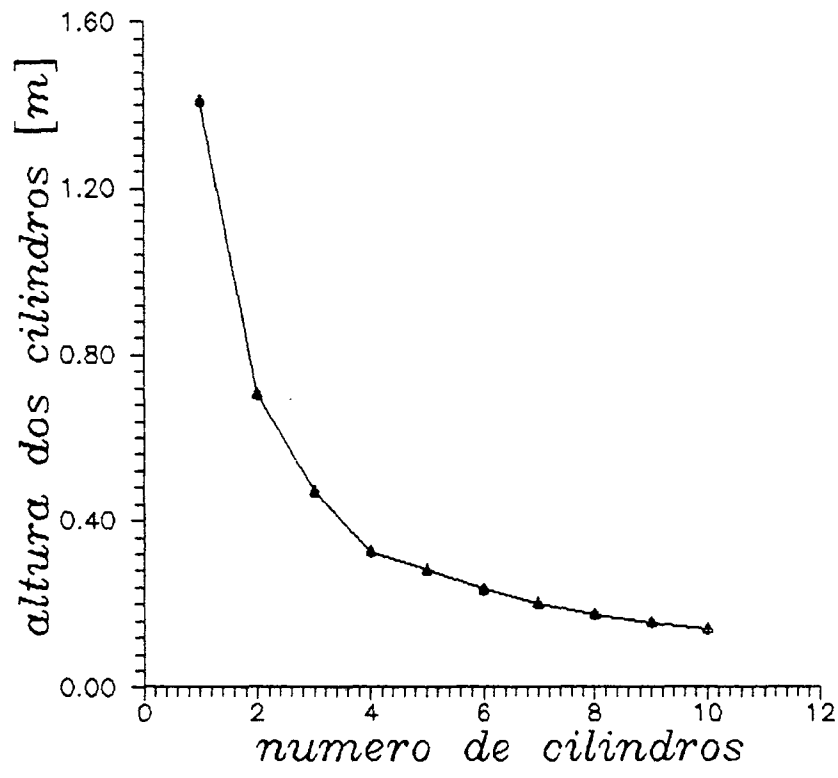


FIGURA 2-3 - Altura dos Cilindros utilizados na Montagem do Cone

Tabela 1 - Raios de Cilindros em função do número de cilindros (C)

C	Raio dos Cilindros [m]
01	0,336
02	0,431 0,242
03	0,462 0,336 0,210
04	0,478 0,383 0,289 0,194
05	0,487 0,412 0,336 0,261 0,185
06	0,489 0,431 0,368 0,305 0,242 0,179
07	0,498 0,444 0,390 0,336 0,282 0,228 0,174
08	0,501 0,454 0,407 0,360 0,312 0,265 0,218 0,171
09	0,504 0,462 0,420 0,378 0,336 0,294 0,252 0,210 0,168
10	0,506 0,468 0,431 0,393 0,355 0,317 0,279 0,242 0,204 0,166

Nas figuras 2-4 e 2-5 abaixo, tem-se os resultados teóricos em função do número de modo de vibração circunferencial (m), número de cilindros



utilizados para representar a estrutura cônica (C) e número de modos de vibração axial ( $S_a$ ) ímpar e par respectivamente.

Na fig.2-4 tem-se:  $m0Sa1C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=1$  e  $C=1$   
 $m0Sa15C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=15$  e  $C=1$   
 $m0Sa55C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=55$  e  $C=1$   
 $m0Sa75C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=75$  e  $C=1$

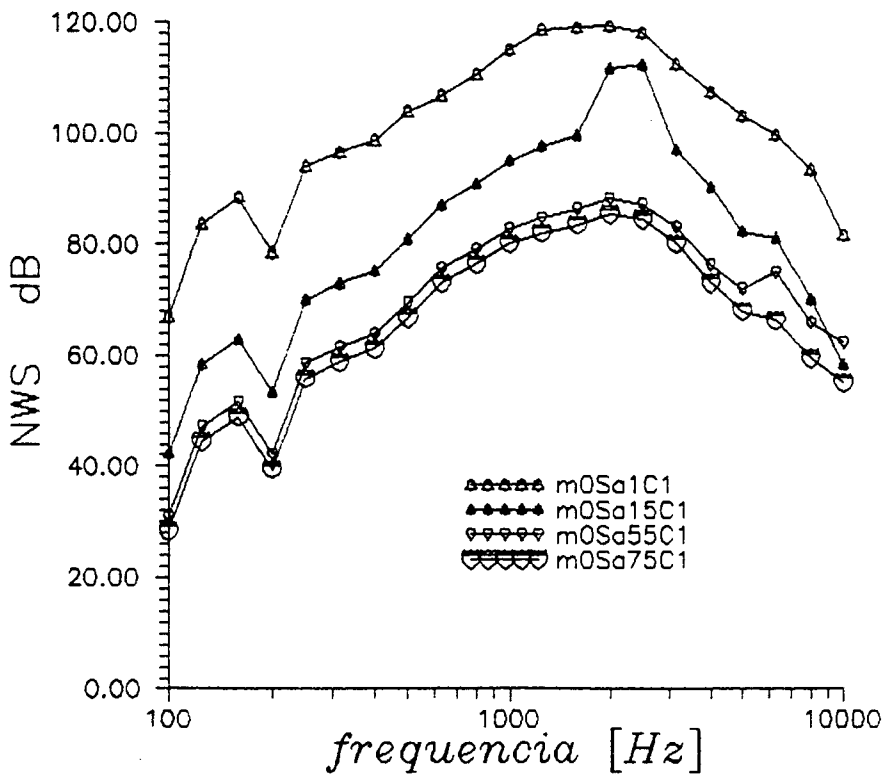


FIGURA 2-4 - NWS Teórico  $S_a$  ímpar

Na fig.2-5 tem-se:  $m0Sa2C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=2$  e  $C=1$   
 $m0Sa20C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=20$  e  $C=1$   
 $m0Sa80C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=80$  e  $C=1$   
 $m0Sa90C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=90$  e  $C=1$

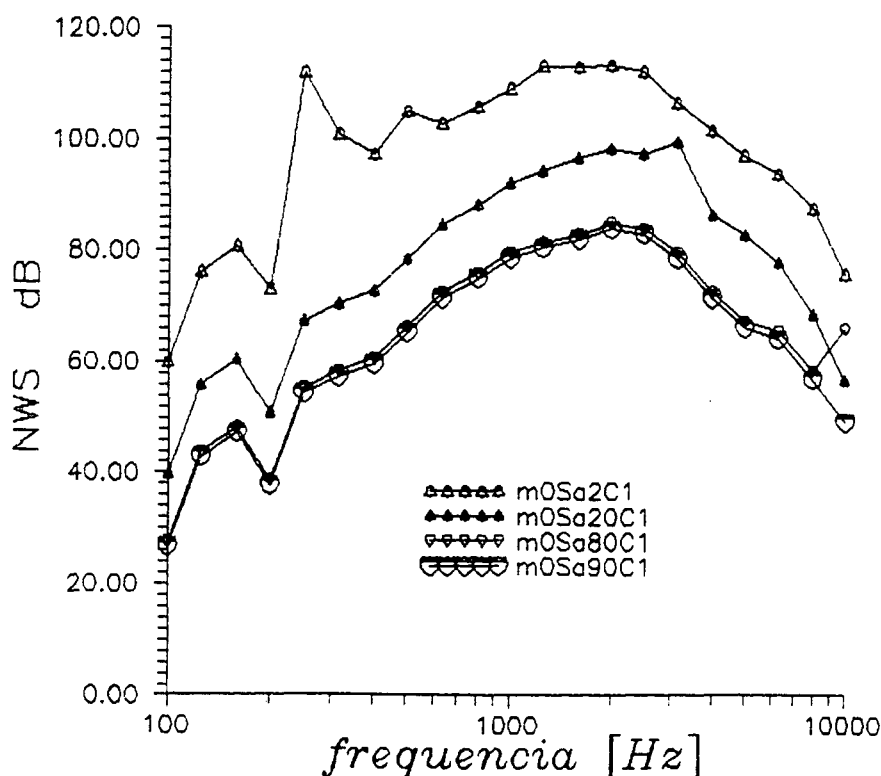


FIGURA 2-5 - NWS Teórico  $S_a$  Par

### 2.2.5 - ANÁLISE MODAL

A determinação do número de modos vibracionais circunferenciais ( $m$ ) e axiais ( $S_a$ ), foram obtidos através na análise modal teórica utilizando o código computacional de elementos finitos "I-DEAS" desenvolvido pela "Structural Dynamics Research Corporation". Este "software" foi executado em uma "Work Station" HP - Apollo série 700 com capacidade de 48 Mb de memória RAM e 852 Mb de memória em disco.

A casca cônica foi discretizada com elementos quadrilaterais com seis graus de liberdade por nó, ver figura 2-6.

Determinou-se o número de modos de vibração circunferenciais ( $m$ ) e axiais ( $S_a$ ) com a estrutura na configuração livre-livre, tabela 2, semelhante àquela em que foi sujeita durante os ensaios acústicos realizados na câmara reverberante (CR) do Laboratório de Vibrações e Acústica (LVA) da Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC).

Substituindo modos vibracionais circunferenciais ( $m$ ) e axiais ( $S_a$ ) da tabela 2, nas eqs. 2.34 e 2.35, modo vibracional axial ( $S_a$ ) ímpar e par respectivamente. Posteriormente estes resultados são substituídos na eq. 2.36, obtendo o nível de potência sonora (NWS) teórico irradiado pela estrutura cônica, este resultado encontra-se na figura 2-7.

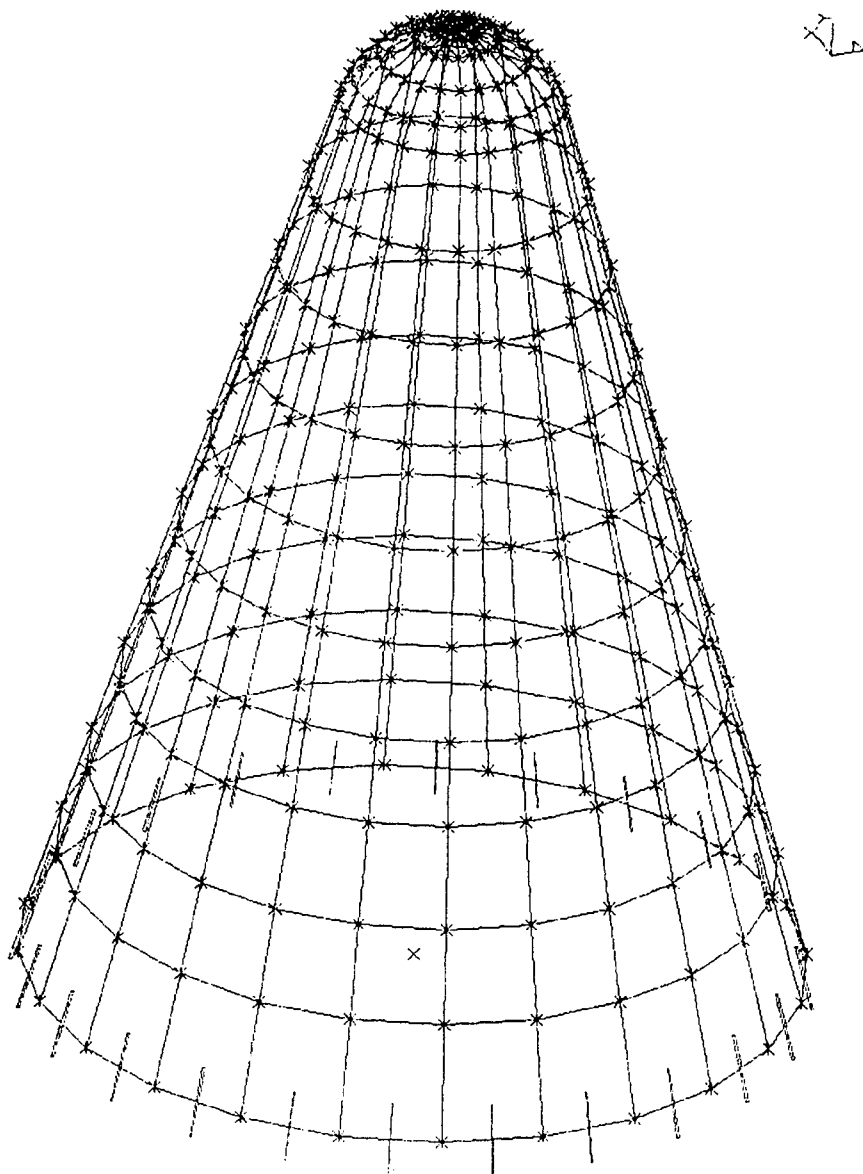


FIGURA 2-6 - Casca Cônica Discretizada com Elementos Finitos

Tabela 2 - Análise Modal Teórica

Modos Vibracionais circunferenciais e axiais por faixa de 1/3 oitava

$f_0$ [Hz]	100	125	160	200	250	315	400	500	630	800	1000
m	1	2	3	2	0	4	0	0	4	0	0
$S_a$	2	2	1	4	11	6	9	15	27	38	58

Na figura 2-7 tem-se os valores teóricos do NWS irradiado pela montagem que simula a estrutura cônica, ver figura 2-1, considerando um, dois, três, seis e dez cilindros. Nesta figura observa-se que, após a frequência central de 400 Hz, todas as curvas apresentam a mesma tendência e as oscilações que existem estão em uma faixa de 3,0 dB no máximo. Abaixo de 400 Hz, há grande oscilação das curvas, exceção faz-se a curva teórica que simula a casca cônica formada com um único cilindro.

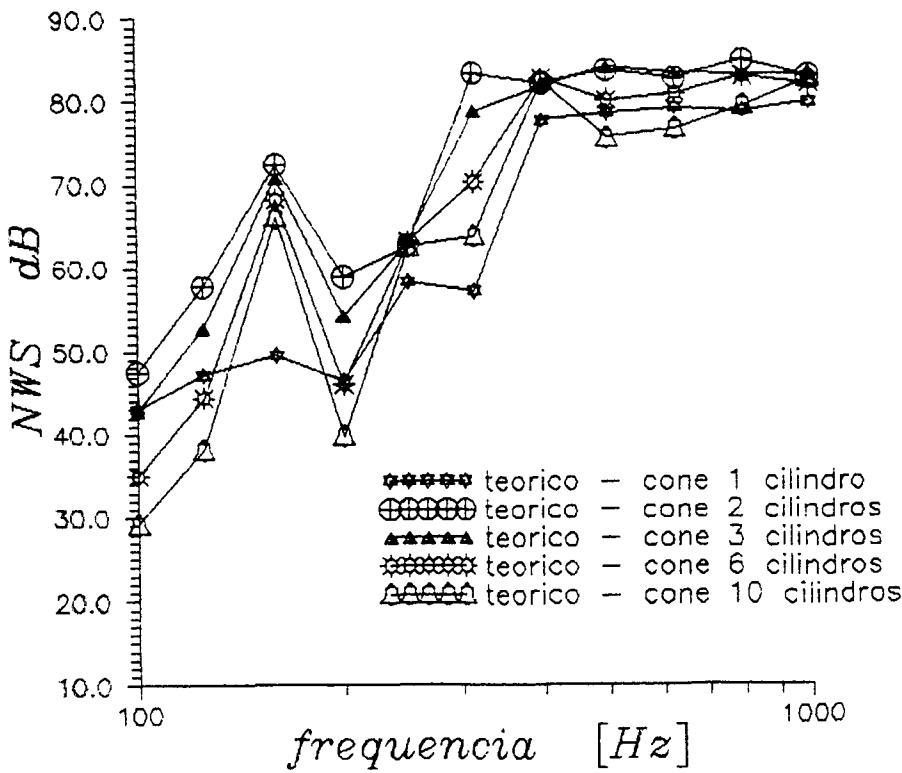


FIGURA 2-7 - NWS teórico, cone montado com vários cilindros

## 2.3 - EXPERIMENTO

O ensaio de medida do nível de potência sonora (NWS) irradiada por uma casca cônica vibrando em câmara reverberante é normalizado conforme ISO 3741 [2.4]. A norma é utilizada para obtenção do NWS irradiado pela estrutura em estudo, quando excitada mecanicamente, dado por:

$$\begin{aligned} \text{NWS} = \text{NPS} - 10,0 \log \left[ \frac{\text{TR}}{\text{T}_R} \right] + 10,0 \log \left[ \frac{\bar{V}}{\bar{V}_R} \right] + 10,0 \log \left[ 1,0 + \frac{\text{S } \lambda}{8,0 \bar{V}} \right] - \\ + 10,0 \log \left[ \frac{\text{B}}{1000,0} \right] - 14,0 \end{aligned} \quad 2.37$$

onde:

TR...tempo de reverberação

B....pressão barométrica local

$\text{T}_R$ ...tempo de reverberação ref. 1,0 s

$\bar{V}$ .....volume da CR

$\bar{V}_R$ ....volume referencial da CR 1,0 m<sup>3</sup>

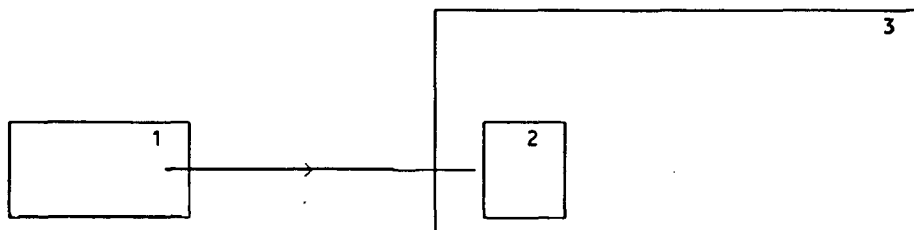
$\lambda$ .....comprimento de onda

S....área superficial da CR

### 2.3.1 - TEMPO DE REVERBERAÇÃO

O tempo de reverberação foi definido por Beranek [2.5] como sendo o tempo necessário para que a pressão acústica no interior de uma sala seja reduzida a um milésimo (1/1000) do seu valor inicial. Em outras palavras, é o tempo necessário para que o nível de pressão sonora (NPS) seja reduzido de 60 dB. Há diversos métodos empíricos de obtenção do tempo de reverberação, por exemplo: equação de Sabine, Millington-Satte e outros. Porém neste trabalho optou-se pela medida experimental, utilizando o "método de interrupção da fonte de ruído".

Este método consiste basicamente em desligar a fonte geradora de ruído de maneira repentina e fazer o registro gráfico da queda do NPS no interior da câmara reverberante onde se realiza o ensaio. A cadeia de excitação da câmara reverberante, encontra-se na figura 2-8.



1. Fonte de Potência Sonora B & K

Tipo 4205

2. Gerador de Som B & K

Tipo 4205

3. CR do LVA - UFSC

FIGURA 2-8 - Cadeia de Excitação

O equipamento 2, da cadeia de excitação, é instalado na intersecção de duas paredes verticais com o chão da câmara. Esta é a posição mais adequada para que todos os modos da sala sejam excitados.

Na medição do tempo de reverberação foram considerados quatro pontos de medida. Os três primeiros pontos seguem exatamente a recomendação da norma ISO 3741 [2.4], isto é, o ponto para instalação do microfone deve estar a meio comprimento de onda ( $\lambda/2$ ) da parede mais próxima. O quarto ponto de medida foi propositalmente instalado fora das recomendações da norma. O objetivo deste ponto é o de avaliar a influência das paredes sobre a queda do NPS. Na figura 2-9 é mostrado um esquema de distribuição das posições dos microfones no interior da câmara reverberante.

A medida do tempo de reverberação da câmara reverberante do LVA foi realizada de forma redundante. Para cada banda de frequência foram feitas

duas medidas do tempo de reverberação, este procedimento repete-se para cada posição do microfone. Um registro típico da queda do NPS no interior da câmara reverberante encontra-se no Anexo - 2B.

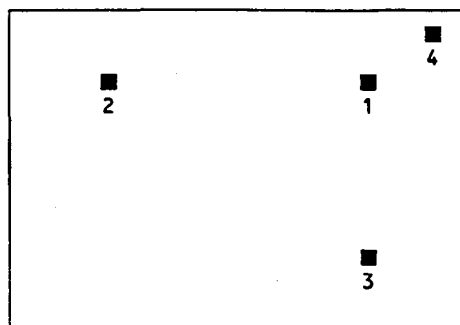
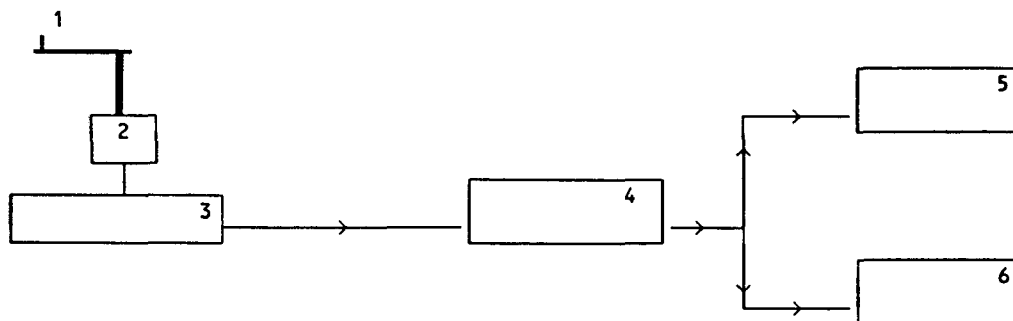


FIGURA 2-9 - Posicionamento dos microfones no interior da CR

A cadeia de resposta utilizada na obtenção do tempo de reverberação da câmara reverberante do LVA da UFSC, encontra-se na figura 2-10.



- |  |   |
|--|---|
| 1. Microfone Capacitivo B & K<br>Tipo 4165 n° 844055 | 2. Fonte de Alimentação para Microfone<br>B & K Tipo 2807 |
| 3. Plataforma Giratória B & K<br>Tipo 3922           | 4. Analisador de Frequência B & K<br>Tipo 2120            |
| 5. Registrador de Nível B & K<br>Tipo 2305           | 6. Osciloscópio Iwatsu<br>SS 5702                         |

FIGURA 2-10 - Cadeia de resposta

Na figura 2-11 são apresentados os valores médios do tempo de reverberação, considerando tanto quatro como três posições de medida, sendo que para este último conjunto de dados há o expurgo do ponto não normalizado.

No Anexo - 2B, também encontra-se um registro histórico do tempo de reverberação da câmara reverberante do LVA da UFSC.

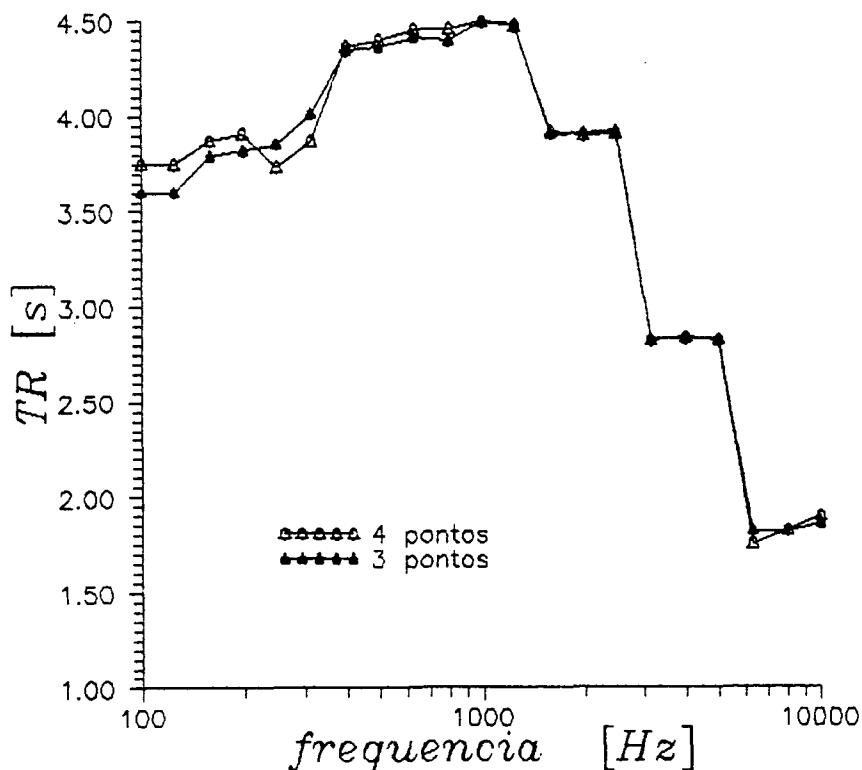


FIGURA 2-11 - Tempo de Reverberação Médio

### 2.3.2 - NPS IRRADIADO PELO CONJUNTO

Para determinar o NPS irradiado pela estrutura vibrando no interior da câmara reverberante, faz-se necessário conhecer:

- a. nível de ruído irradiado pelos equipamentos que compõem a cadeia de excitação;
- b. nível do ruído de fundo no local e hora da realização dos ensaios;
- c. nível do ruído irradiado pelo conjunto estrutura e cadeia de excitação.

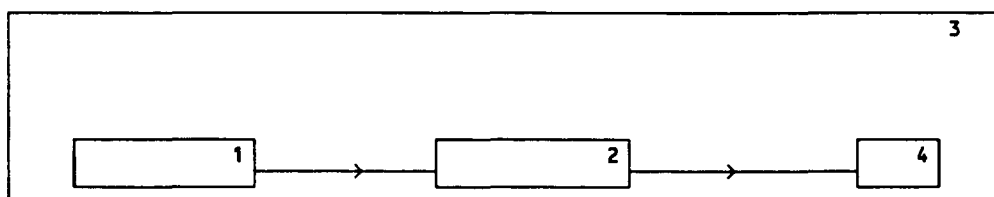
Estas medições foram realizadas utilizando-se cadeias de excitação e



resposta analógica e digital. A seguir é descrito o procedimento analógico de medição do NPS irradiado pela estrutura, enquanto que as medições digitais encontram-se no Anexo - 2C.

### 2.3.3 - RUÍDO NA CADEIA DE EXCITAÇÃO

A figura 2-12 apresenta a cadeia de excitação utilizada neste experimento.



- |                                      |                                   |
|--------------------------------------|-----------------------------------|
| 1. Gerador Aleatório e de Seno B & K | 2. Amplificador de Potência B & K |
| Tipo 1027      nº 794687             | Tipo 2706      nº 825796          |
| 3. CR do LVA                         | 4. Excitador B & K Tipo 4809      |

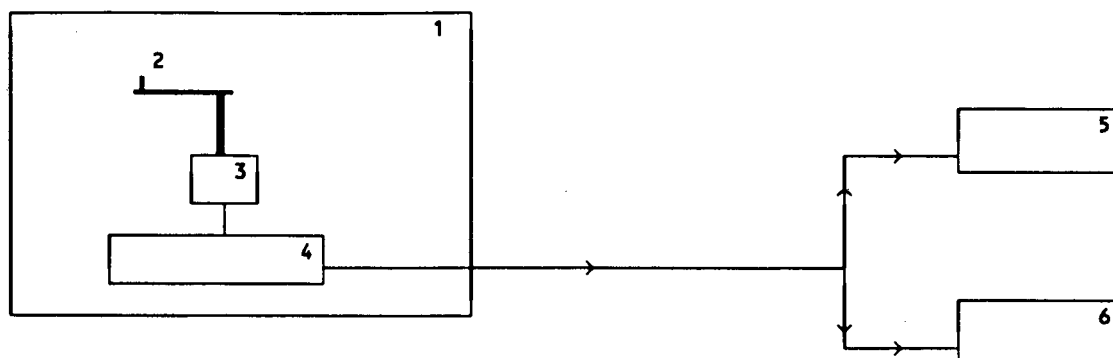
FIGURA 2-12 - Cadeia de Excitação

Observando a cadeia de excitação acima, somente o equipamento número 4 poderá irradiar ruído, pois é o único que apresenta movimento em alguma das partes que o compõem, por exemplo diafragma. Para a medida do NPS irradiado pelo excitador, utiliza-se a cadeia de resposta mostrada na figura 2-13.

A aquisição dos resultados do NPS ocorreu de forma redundante. Inicialmente regulou-se o instrumento número 5 da cadeia de resposta (fig.2-13) com o tempode integração " fast ". Com esta configuração determinou-se o NPS máximo e mínimo no interior da câmara reverberante, para cada banda de frequência que compõem o espectro.

Posteriormente, este mesmo instrumento da cadeia de resposta foi

regulado com o tempo de integração de " trinta segundos ", com esta configuração fizeram-se quatro medidas do NPS irradiado pelo excitador.



- |  |  |
|--|--|
| 1. CR do LVA   | 2. Microfone Capacitivo B & K<br>Tipo 4165      nº 1330603 |
| 3. Fonte de Alimentação para Microfone<br>B & K      Tipo 2807 | 4. Plataforma Giratória B & K<br>Tipo 3922                 |
| 5. Analisador de freqüência B & K<br>Tipo 2120                 | 6. Osciloscópio Iwatsu<br>SS - 5702                        |

FIGURA 2-13 - Cadeia de Resposta

Finalmente com o tempo de integração de " cem segundos " fez-se a medição do NPS irradiado pelo excitador. Observou-se durante os ensaios que o período da plataforma giratória (equipamento número 4 da cadeia de resposta) é de sessenta segundos. Desta maneira, o procedimento de aquisição de dados acima descritos, garante que pelo menos durante uma volta completa do microfone o sinal foi adquirido e analisado exceto com o tempo de integração " fast ". Com isto tem-se a garantia que o NPS medido estará isento de qualquer influência que poderia ocorrer devido às paredes. Os valores adquiridos durante os ensaios, e os valores médios calculados em cada modo de integração são apresentados na tabela 2.

O critério adotado para a escolha do NPS irradiado pelo excitador, foi o

valor médio das quatro medidas realizadas durante o tempo de integração de trinta segundos.

Considerando uma situação ideal, esta média deverá representar a medida durante (02) duas voltas completas do microfone no interior da câmara reverberante. Ainda mais, este valor está compreendido entre os níveis máximo e mínimo encontrados com o tempo de integração "fast", como era de se esperar. A diferença máxima entre os valores médios do NPS obtido com o tempo de integração (30) trinta segundos e com o tempo de integração de (100) cem segundos foi para frequência central de 160 Hz.

#### 2.3.4 - NÍVEL DE RUÍDO DE FUNDO

Para determinar o ruído de fundo, utilizou-se a mesma cadeia de resposta mostrada na figura 2-13 e procedimento na aquisição dos resultados descrito na seção anterior. A única diferença desta medição em relação à determinação do nível de ruído irradiado pelo excitador foi a mudança da sensibilidade do instrumento número 5 da cadeia de resposta. Sendo assim a sensibilidade de entrada deste equipamento tornou-se muito alta, fazendo com que qualquer alteração no ambiente no LVA, como por exemplo: o bater de portas e o tráfego de ônibus urbano pelo campus da Universidade, próximo ao LVA, implicasse em saturação da cadeia de resposta. Esta saturação foi observada mais frequentemente nas bandas cujas frequências centrais são menores, como por exemplo: 100 Hz, 125 Hz, 200 Hz e 250 Hz. Isto ocorre, provavelmente devido ao fechamento não adequado da porta da câmara reverberante e também ao isolamento da mesma. A solução adotada foi realizar este ensaio, bem como a medição do ruído irradiado pela casca cônica e cadeia de excitação, fora do horário de expediente.

Empregou-se o mesmo critério da seção anterior, para determinar o nível do ruído de fundo. Os valores experimentais desta medida encontram-se na

tabela 3.

Os resultados médios encontrados estão compreendidos entre os níveis máximo e mínimo encontrados durante as medições no modo de integração " fast ". Porém apresentam uma variação indesejável quando comparados com os resultados obtidos com o tempo de integração de (100) cem segundos, principalmente para as frequências centrais superiores a 5000 Hz.

#### 2.3.5 - NÍVEL DE RUÍDO DO EXCITADOR - CASCA CÔNICA

Neste ensaio utilizou-se a mesma cadeia de excitação mostrada na figura 2-12. O contato excitador - estrutura é pontual, desta forma tomou-se o cuidado de não alterar as características de distribuição de massa da estrutura em estudo. A estrutura foi instalada no interior da câmara reverberante sustentada por cabos de nylon, simulando a condição livre - livre, quando excitada pelo excitador. Os resultados experimentais deste ensaio são apresentados na tabela 4.

Como nos casos anteriores, escolheu-se a média das quatro medidas com tempo de integração de trinta segundos. Os resultados encontrados estão com boa concordância quando comparados com a medida realizada com o tempo de integração de (100) cem segundos. O valor médio escolhido como o NPS irradiado pela casca - excitador estão compreendidos entre os níveis máximo e mínimo encontrados com o modo de integração " fast ".

#### 2.3.6 - NPS IRRADIADO PELA CASCA CÔNICA

O NPS do campo acústico irradiado pela casca cônica vibrando propriamente dito, é encontrado subtraindo do nível de ruído da casca - excitador os níveis de ruídos do excitador e de fundo. O resultado encontrado está apresentado na figura 2-13.

Tabela 2 - Nível de Ruído do Excitador em dB.

	TEMPO DE INTEGRAÇÃO								
Freq.	FAST			30 s.					100 s.
[Hz]	NPS <sub>min</sub>	NPS <sub>max</sub>	$\overline{\text{NPS}}$	NPS	NPS	NPS	NPS	$\overline{\text{NPS}}$	NPS
100	28	37	34,50	34,0	32,0	35,0	32,0	33,45	33,00
125	32	44	41,26	41,0	37,0	42,0	38,0	39,97	40,00
160	30	36	33,96	34,0	33,0	35,0	33,0	33,83	35,00
200	30	36	33,96	32,0	33,0	35,0	34,0	33,64	34,00
250	29	36	33,78	33,0	33,0	32,0	34,0	33,06	33,00
315	25	33	30,63	31,0	29,0	29,0	28,0	29,39	30,00
400	22	31	28,50	25,0	29,0	27,0	28,0	27,49	28,00
500	29	35	32,96	31,0	32,0	30,0	33,0	32,06	32,00
630	36	41	39,18	38,0	39,0	39,0	39,0	38,77	39,00
800	38	42	40,45	40,0	40,0	40,0	40,0	40,00	40,00
1000	39	44	42,18	41,0	41,0	41,0	41,0	41,00	41,50
1250	39	44	42,18	42,0	42,0	42,0	41,0	42,00	41,50
1600	35	40	38,18	37,0	37,0	37,0	37,0	37,00	37,00
2000	35	38	36,75	36,0	36,0	36,0	36,5	36,13	36,50
2500	26	33	30,78	29,0	28,0	27,5	28,0	28,16	28,50
3150	25	32	29,78	27,5	27,5	28,5	27,5	27,77	28,00
4000	26	32	29,96	28	28,0	27,5	28,0	27,88	27,50
5000	23	30	27,78	24,5	26,0	25,0	25,0	25,16	25,50
6300	20	25	23,18	22,0	22,0	23,0	22,0	22,27	22,00
8000	19	24	22,18	21,0	20,0	21,0	19,0	20,33	20,00
10000	18	25	22,78	21,5	20,0	19,0	19,5	20,11	20,11

Nível de Pressão Sonora - NPS

Média dos Níveis de Pressão Sonora -  $\overline{\text{NPS}}$

Tabela 3 - Nível de Ruído de Fundo em dB.

	TEMPO DE INTEGRAÇÃO								
Freq.	FAST			30 s.					100 s.
[Hz]	NPS <sub>min</sub>	NPS <sub>max</sub>	$\overline{\text{NPS}}$	NPS	NPS	NPS	NPS	$\overline{\text{NPS}}$	NPS
100	28	40	37,26	35,0	32,0	33,5	31,0	33,14	33,00
125	37	46	43,50	39,5	43,0	40,0	43,0	41,67	41,50
160	18	30	27,26	25,5	24,5	26,5	24,5	25,33	26,50
200	15	28	25,20	21,5	23,0	21,5	22,5	22,17	24,00
250	16	35	32,04	28,0	28,0	27,0	26,5	27,42	27,50
315	14	30	27,10	22,0	25,0	16,0	15,0	21,35	23,00
400	13	25	22,26	19,0	20,0	20,0	17,0	19,16	19,50
500	10	25	22,12	20,0	20,5	21,5	18,5	20,26	22,50
630	12	28	25,10	19,0	20,0	18,0	21,0	19,64	21,50
800	14	28	25,16	22,0	22,0	25,0	24,0	23,45	24,50
1000	17	28	25,32	22,0	21,0	24,0	24,0	22,94	24,00
1250	14	30	27,10	20,0	21,5	22,5	20,0	21,13	22,00
1600	13	27	24,16	20,0	21,5	20,0	21,0	20,67	20,50
2000	10	25	22,12	16,5	17,0	19,0	19,5	18,18	16,50
2500	08	25	22,08	14,5	15,0	15,5	16,0	15,29	17,50
3150	08	24	21,10	15,5	12,0	18,5	14,0	15,66	17,00
4000	03	21	18,06	07,0	13,5	10,0	14,0	11,94	13,50
5000	03	15	12,26	04,5	05,0	09,0	09,0	07,38	12,00
6300	06	15	12,50	10,0	15,0	13,0	10,0	12,53	09,00
8000	03	16	13,20	06,0	10,0	10,0	11,0	09,61	14,00
10000	04	20	17,10	06,0	16,0	14,0	12,0	13,26	10,00

Nível de Pressão Sonora - NPS

Média dos Níveis de Pressão Sonora -  $\overline{\text{NPS}}$

Tabela 4 - Nível de Ruído Excitador-Casca Cônica

Freq.	TEMPO DE INTEGRAÇÃO								
	FAST			30 s.					100 s.
	NPS <sub>min</sub>	NPS <sub>max</sub>	$\overline{\text{NPS}}$	NPS	NPS	NPS	NPS	$\overline{\text{NPS}}$	NPS
100	33	40	37,78	35,5	37,0	36,5	36,5	36,51	38,00
125	38	47	44,50	44,0	45,0	44,0	45,0	44,53	45,00
160	33	45	42,26	36,0	37,5	44,0	37,0	39,97	43,00
200	36	46	43,40	43,5	43,0	42,0	38,5	42,13	43,50
250	40	50	47,40	44,5	44,0	47,0	46,0	45,84	46,00
315	42	52	49,78	47,0	50,0	48,0	49,0	48,64	49,00
400	53	60	57,78	57,5	57,0	57,0	57,5	57,26	57,50
500	52	56	54,45	53,5	53,0	54,0	53,5	53,51	54,50
630	55	61	58,96	58,0	58,0	58,0	58,0	58,00	58,00
800	58	65	62,78	61,0	61,0	61,0	61,0	61,00	61,00
1000	61	65	63,45	62,0	62,0	62,0	62,0	62,00	62,50
1250	64	68	66,45	66,0	66,0	66,0	66,5	66,13	66,00
1600	66	69	67,75	67,5	67,5	68,0	67,5	67,63	67,50
2000	53	56	54,75	54,0	54,5	54,0	54,0	54,13	54,00
2500	48	53	51,18	49,0	49,0	49,5	49,5	49,13	49,50
3150	44	47	45,75	45,5	45,0	45,0	45,5	45,26	45,50
4000	40	43	41,75	41,0	41,5	41,0	41,0	41,13	41,50
5000	37	47	44,40	37,5	39,0	38,0	38,0	38,16	39,50
6300	34	39	37,18	35,0	38,0	36,0	35,0	36,18	36,00
8000	27	31	29,45	28,0	28,0	28,5	28,5	28,26	28,50
10000	23	30	27,78	25,5	28,0	27,0	26,5	26,84	27,00

Nível de Pressão Sonora - NPS

Média dos Níveis de Pressão Sonora -  $\overline{\text{NPS}}$

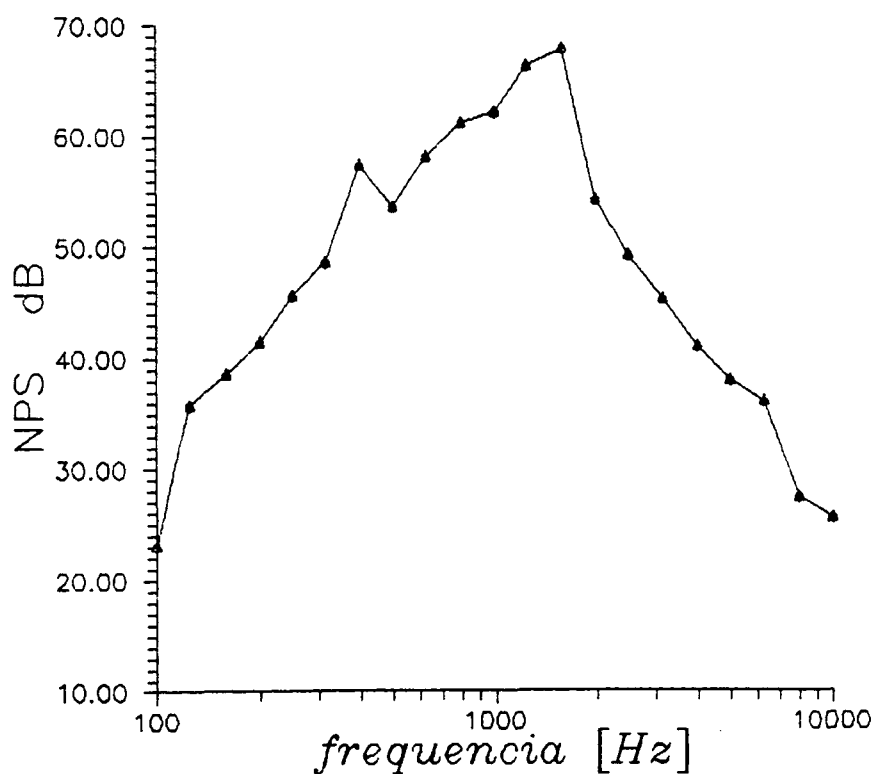


FIGURA 2-14 - NPS Irradiado pela Estrutura

### 2.3.7 - RESULTADOS

Determinaram-se nas seções precedentes os itens necessários à determinação do Nível de Potência Sonora (NWS) irradiado pela estrutura quando excitada, mecanicamente pelo excitador, conforme a eq. 2.37. Nesta equação utilizaram-se os seguintes dados:

\*  $S=328,56 \text{ m}^2$

\*  $\bar{V}=405,22 \text{ m}^3$

\*  $B=1023 \text{ mbar}$

O resultado experimental do nível de potência sonora (NWS) encontra-se na figura 2-15.



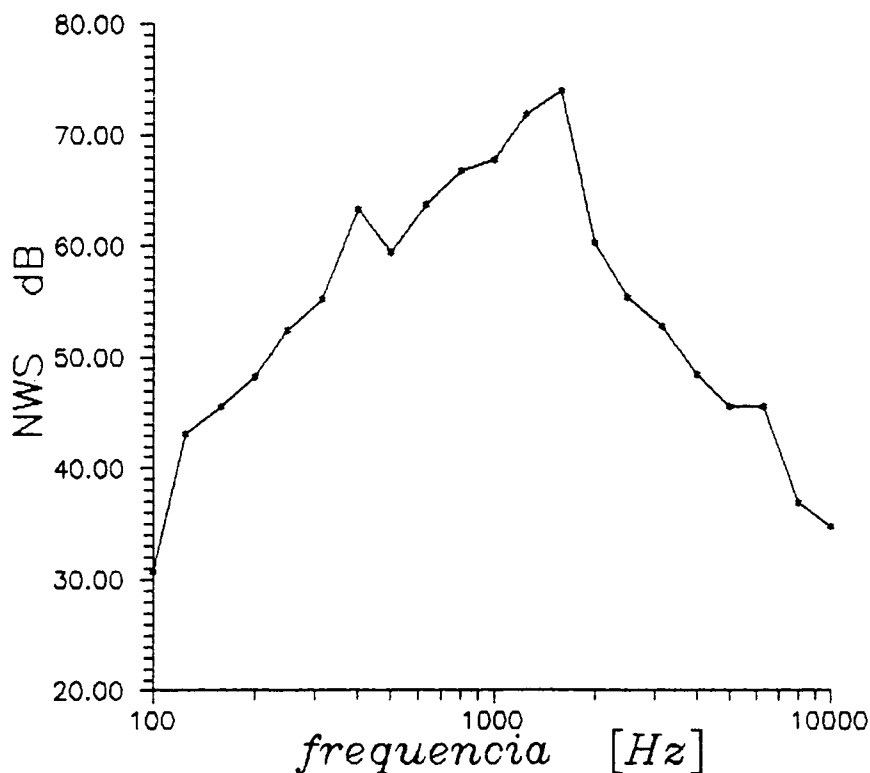


FIGURA 2-15 - NWS Experimental Medição Analógica

#### 2.3.7.1 - NWS experimental medição analógica e digital

Na figura 2-16 abaixo, há quatro curvas experimentais do NWS. Onde três das curvas foram obtidas utilizando sistema de medição digital conforme a descrição no Anexo-2C. A outra curva, desta figura, foi obtida usando sistema de medição analógica.

A figura 2-16 tem por objetivo mostrar que os resultados, analógicos e digitais, apresentam boa concordância até a frequência central de 1600 Hz. Após esta frequência central (1600 Hz) há uma queda acentuada da curva representada pelos dados analógicos. Provavelmente isto ocorra devido à dificuldade de leitura na aquisição dos dados analógicos no equipamento 5, da figura 2-13.

As três curvas geradas por dados digitais apresentam a mesma tendência para todo o espectro de frequência, com exceção da curva do caso 1 (ver anexo-2C). Esta curva apresenta valor de NWS superior às outras curvas, em toda a faixa de frequência, como era de se esperar. Porém para frequência central maior que 2500 Hz há mudança na forma da curva, caso 1, não observada em outras curvas digitais.

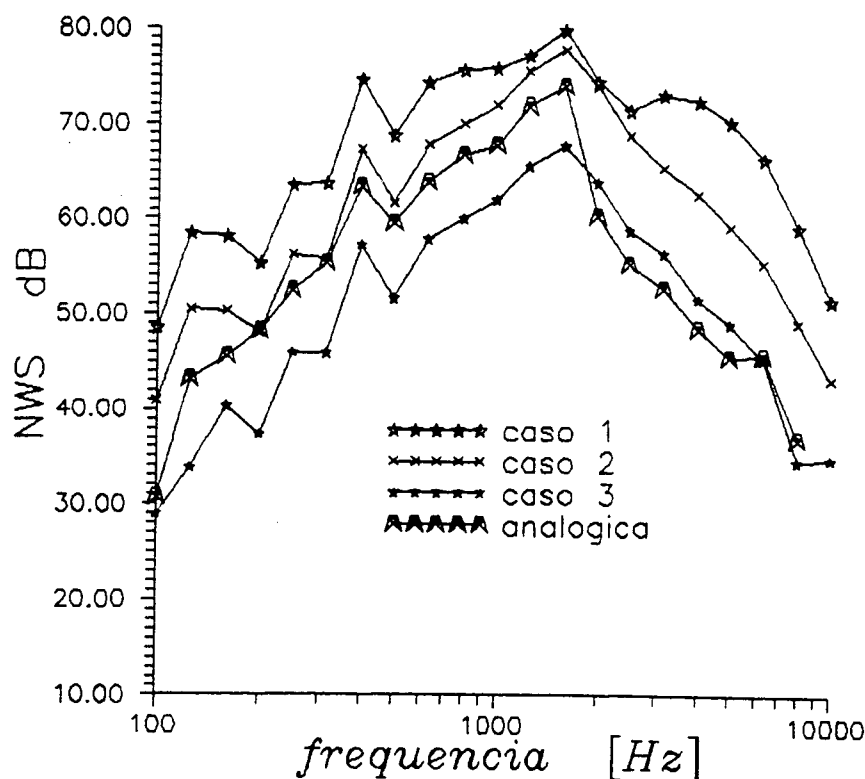


FIGURA 2-16 - NWS Experimental Medições Analógica e Digital

#### 2.3.7.2 - Influência do Modo de Vibração Axial Par

Nas figuras 2-17 e 2-18, é analisada a influência do número decilindros (C) empregado na montagem da estrutura cônica, para número de modos de vibração circunferencial constante ( $m=0$ ) no NWS teórico irradiado.

Nestas figuras observa-se:

\* não há mudança significativa nas curvas teóricas, quando aumenta-se o

número de cilindros "C" de 1 para 3;

\* o aumento do número de modos de vibração axial " $S_a$ " implica em sub-estimar o NWS para todas as faixas de frequências.

\* Na fig.2-17 tem-se:  $m0Sa2C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=2$  e  $C=1$   
 $m0Sa20C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=20$  e  $C=1$   
 $m0Sa90C1$  —————  $m=0$ ;  $S_a=90$  e  $C=1$

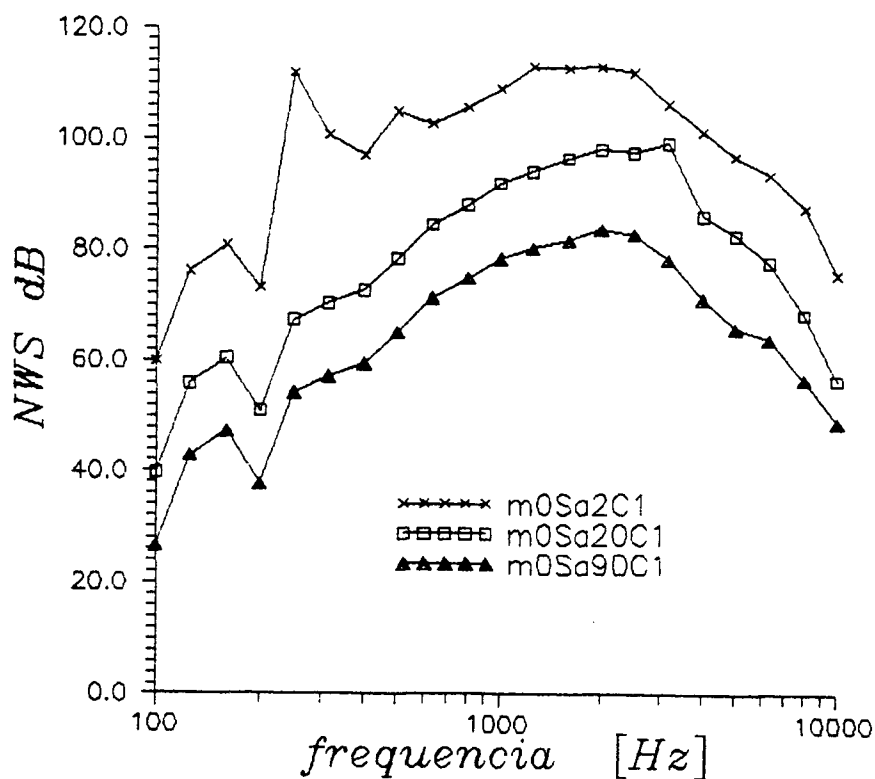


FIGURA 2-17 - NWS Teórico com Medição Digital da  
 Velocidade de resposta da estrutura

\* Na fig.2-18 tem-se:  $m0Sa2C3$  —————  $m=0$ ;  $S_a=2$  e  $C=3$   
 $m0Sa20C3$  —————  $m=0$ ;  $S_a=20$  e  $C=3$   
 $m0Sa90C3$  —————  $m=0$ ;  $S_a=90$  e  $C=3$

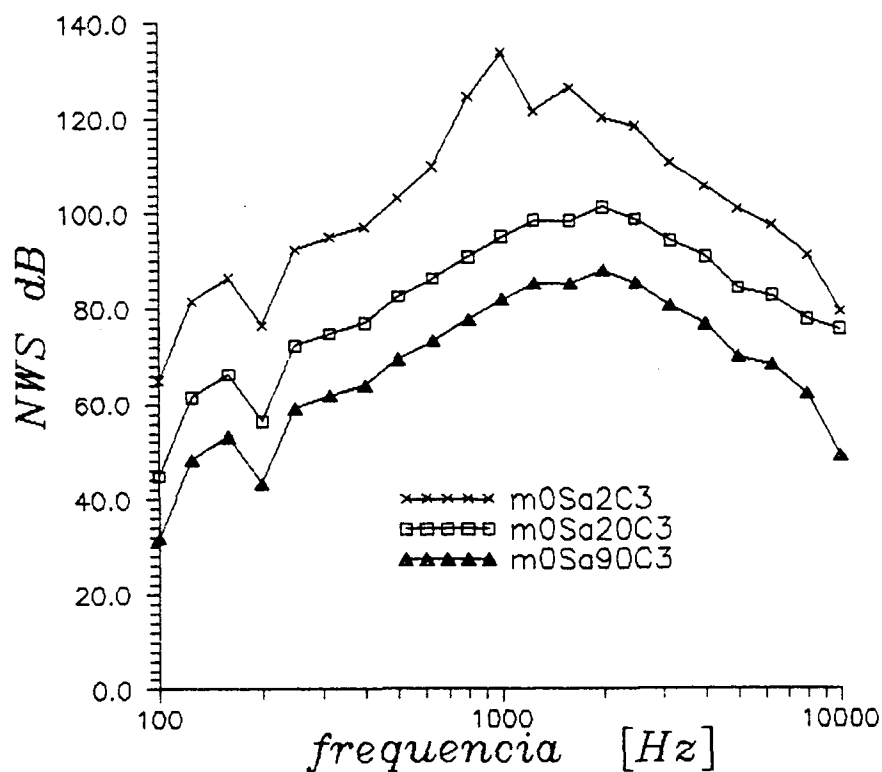


FIGURA 2-18 - NWS Teórico com Medição Digital da  
Velocidade de resposta da estrutura

Nas figuras 2-19 e 2-20, será analisada a influência do número de cilindros (C) utilizados na montagem da estrutura cônica, para número de modos de vibração circunferencial constante ( $m=2$ ) no NWS irradiado. Nestas figuras observa-se:

\* como nas figuras anteriores, há pouca mudança no NWS quando varia "C" de 1 para 3;

\* o aumento do " $S_a$ ", implica em sub-estimar o NWS teórico para todas as faixas de frequência.

\* Na fig.2-19 tem-se: m2Sa2C1 ————— m=2; Sa=2 e C=1  
 m2Sa20C1 ————— m=2; Sa=20 e C=1  
 m2Sa90C1 ————— m=2; Sa=90 e C=1

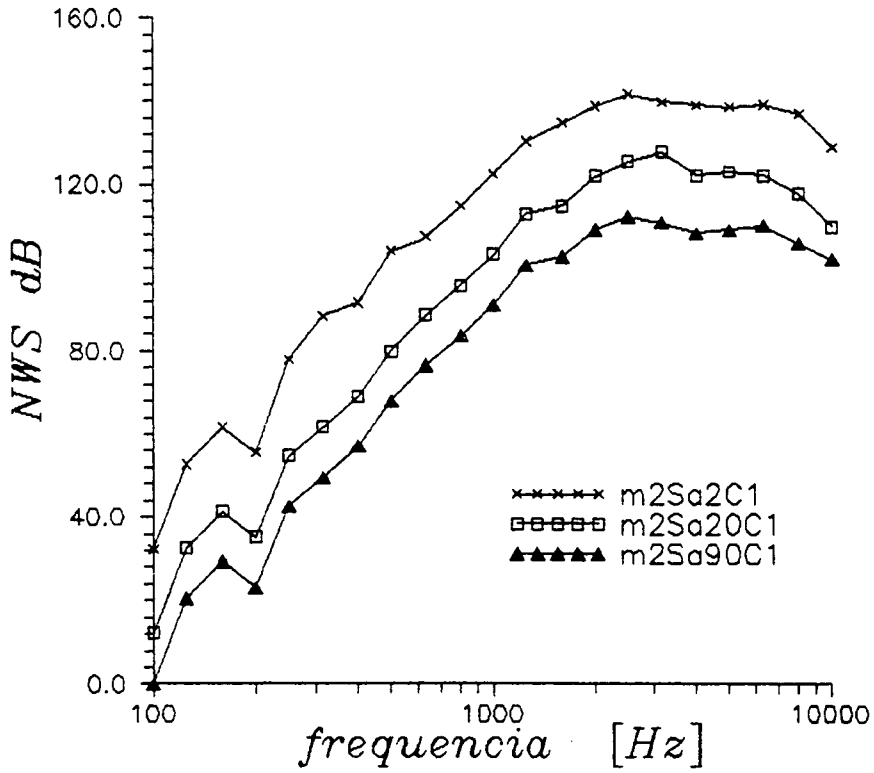


FIGURA 2-19 - NWS Teórico com Medição Digital da  
 Velocidade de resposta da estrutura

\* Na fig.2-20 tem-se: m2Sa2C3 ————— m=2; Sa=2 e C=3  
 m2Sa20C3 ————— m=2; Sa=20 e C=3  
 m2Sa90C3 ————— m=2; Sa=90 e C=3

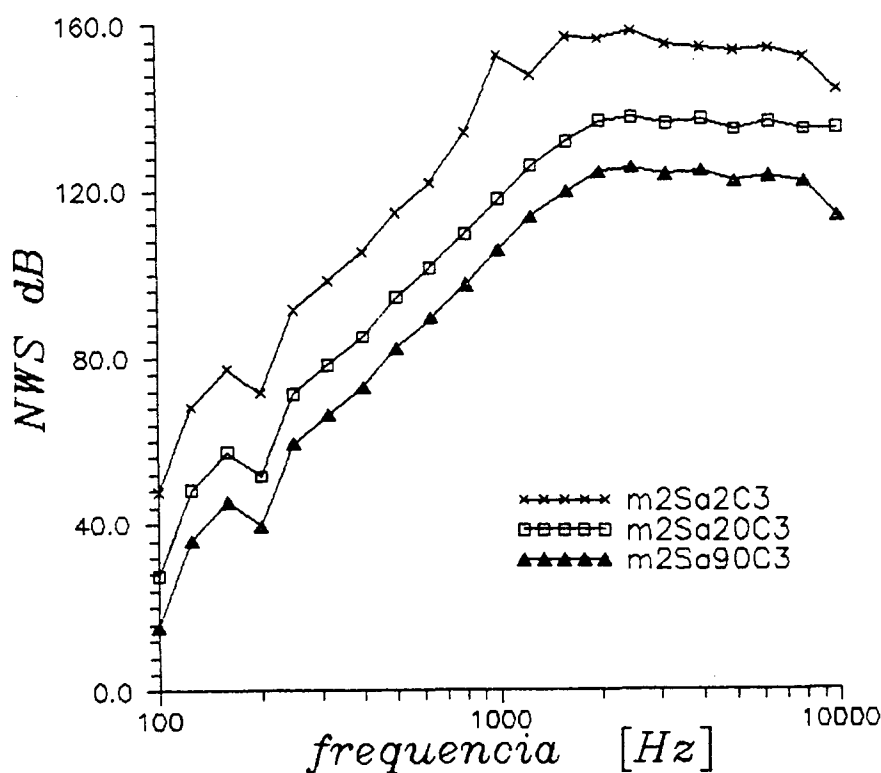


FIGURA 2-20 - NWS Teórico com Medição Digital da  
Velocidade de resposta da estrutura

Analisando as figuras 2-17 e 2-19, 2-18 e 2-20 respectivamente número de cilindros  $C=1$  e  $C=3$ , conclui-se que:

- \* há uma queda acentuada do NWS teórico irradiado de uma estrutura cônica nas primeiras faixas de frequência para  $m=2$ ;
- \* há super-estimação do NWS teórico irradiado quando as frequências centrais são maiores que 2000 Hz para  $m=2$ .

#### 2.3.7.3.- Influência do Modo de Vibração Axial Ímpar

Nas figuras 2-21 e 2-22 será analisada a influência do número de cilindros ( $C$ ) utilizados na montagem da estrutura cônica, para número de modos de vibração circunferencial constante ( $m=0$ ) no NWS irradiado.

Na fig.2-21 tem-se: m0Sa1C1 ————— m=0; Sa=1 e C=1  
 m0Sa25C1 —————→ m=0; Sa=25 e C=1  
 m0Sa75C1 ————— m=0; Sa=75 e C=1

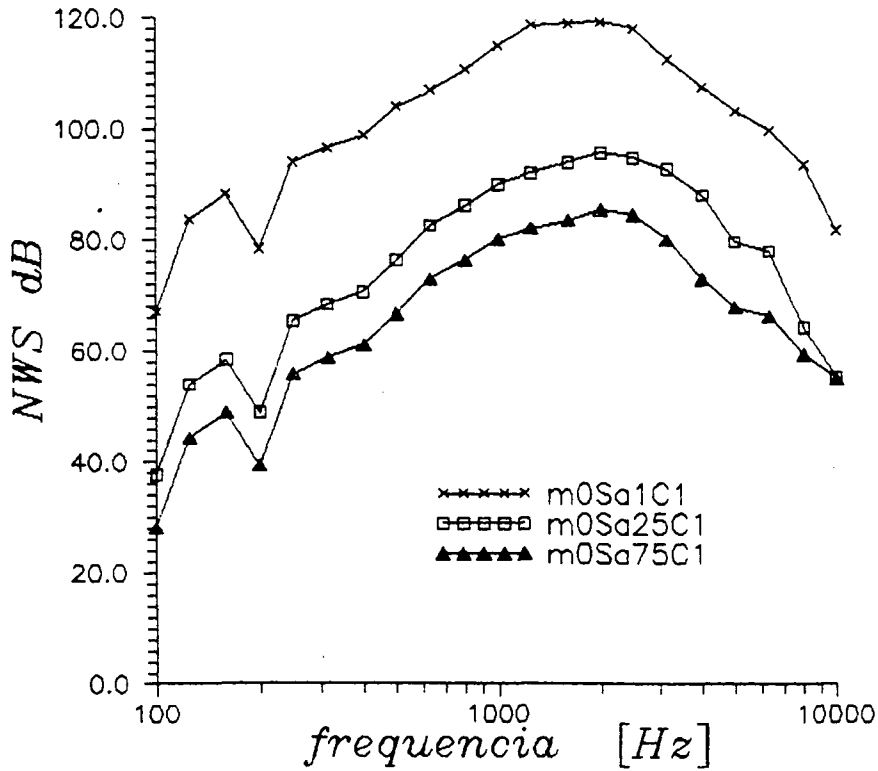


FIGURA 2-21 - NWS Teórico com Medição Digital da  
 Velocidade de resposta da estrutura

Na fig.2-22 tem-se: m0Sa1C3 —————→ m=0; Sa=1 e C=3  
 m0Sa25C3 ————— m=0; Sa=25 e C=3  
 m0Sa75C3 ————— m=0; Sa=75 e C=3

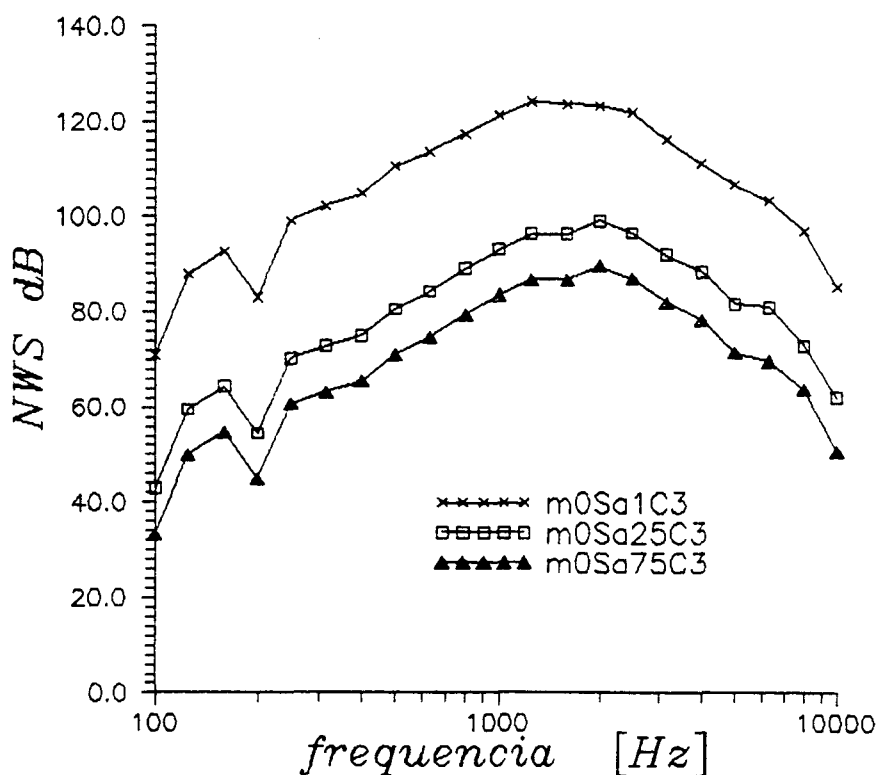


FIGURA 2-22 - NWS Teórico com Medição Digital da Velocidade de resposta da estrutura

O comportamento das curvas teóricas nas figuras 2-23 e 2-24, são semelhantes àsquelas observadas nas figuras 2-19 e 2-20, número do modo de vibração axial ( $S_a$ ) par, da seção anterior.

Na fig.2-23 tem-se: m2Sa1C1 \_\_\_\_\_ m=2; Sa=1 e C1  
 m2Sa25C1 \_\_\_\_\_ m=2; Sa=25 e C=1  
 m2Sa75C1 \_\_\_\_\_ m=2; Sa=75 e C=1

Na fig.2-24 tem-se:  $m2Sa1C3$  —————  $m=2$ ;  $Sa=1$  e  $C=3$   
 $m2Sa25C3$  —————  $m=2$ ;  $Sa=25$  e  $C=3$   
 $m2Sa75C3$  —————  $m=2$ ;  $Sa=75$  e  $C=3$



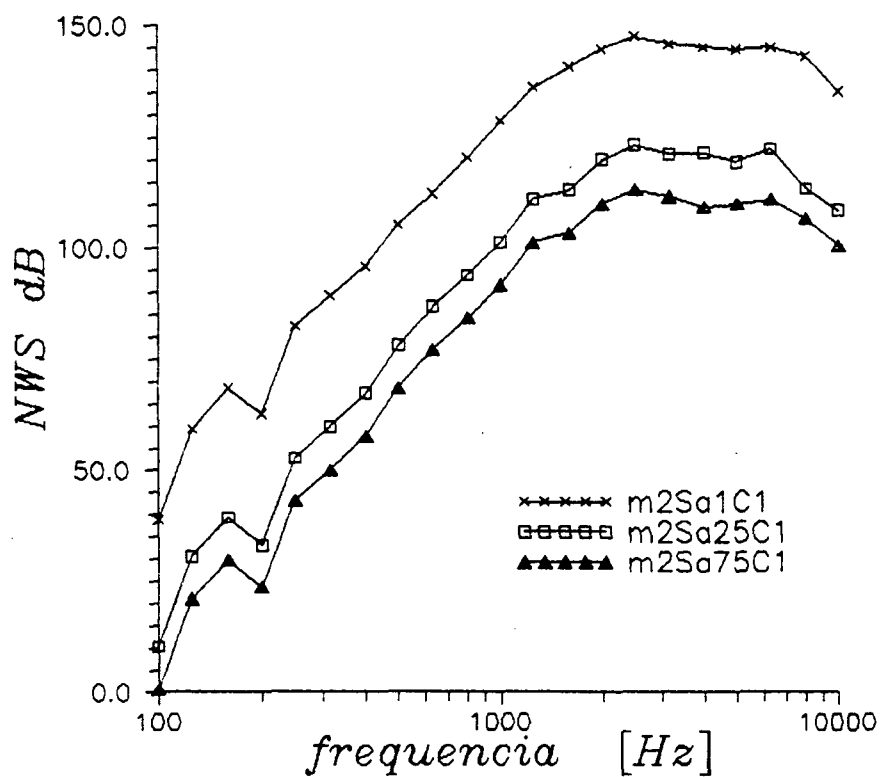


FIGURA 2-23 - NWS Teórico com Medição Digital da  
Velocidade de resposta da estrutura

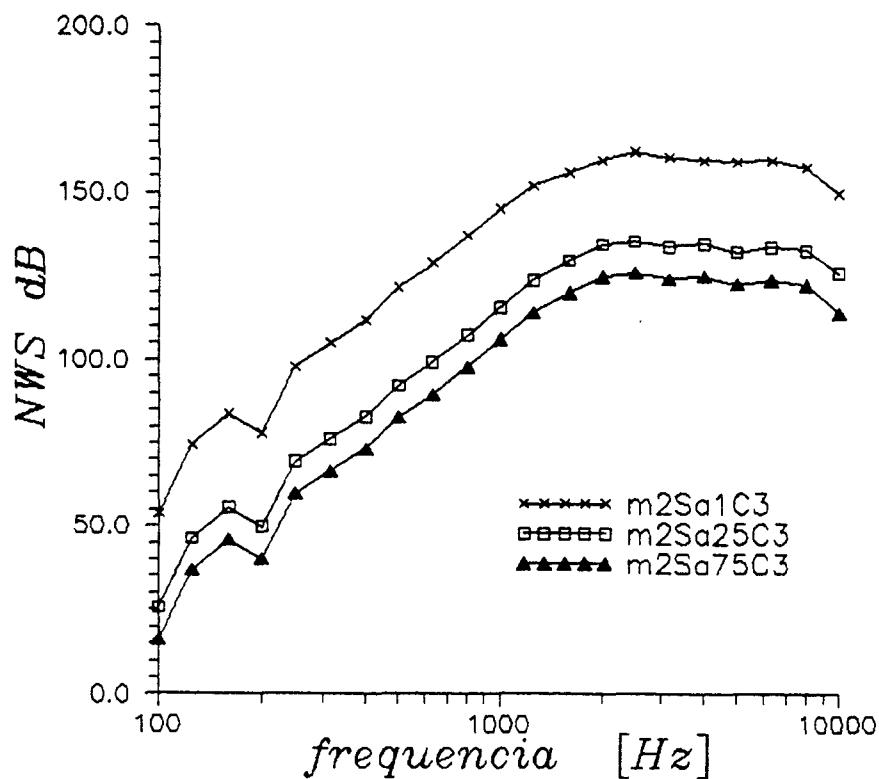


FIGURA 2-24 - NWS Teórico com Medição Digital da  
Velocidade de resposta da estrutura

## 2.4 - CONCLUSÃO

Os resultados do nível de potência sonora (NWS) irradiado, experimental e teórico, são apresentados na figura 2-25. Nesta análise serão consideradas duas faixas de frequência; a primeira faixa variando de 100-400 Hz e a segunda faixa de 500-1000 Hz.

Na primeira faixa de análise da figura 2-25 há duas curvas experimental e teórica. Nas curvas teóricas, a estrutura cônica é apresentada através da superposição de cilindros, conforme é mostrado na figura 2-1. Especificamente na figura 2-25, encontram-se a estrutura cônica montada com um, dois, três, seis e dez cilindros respectivamente, as dimensões destes cilindros encontram-se na figura 2-3 e na tabela 1.

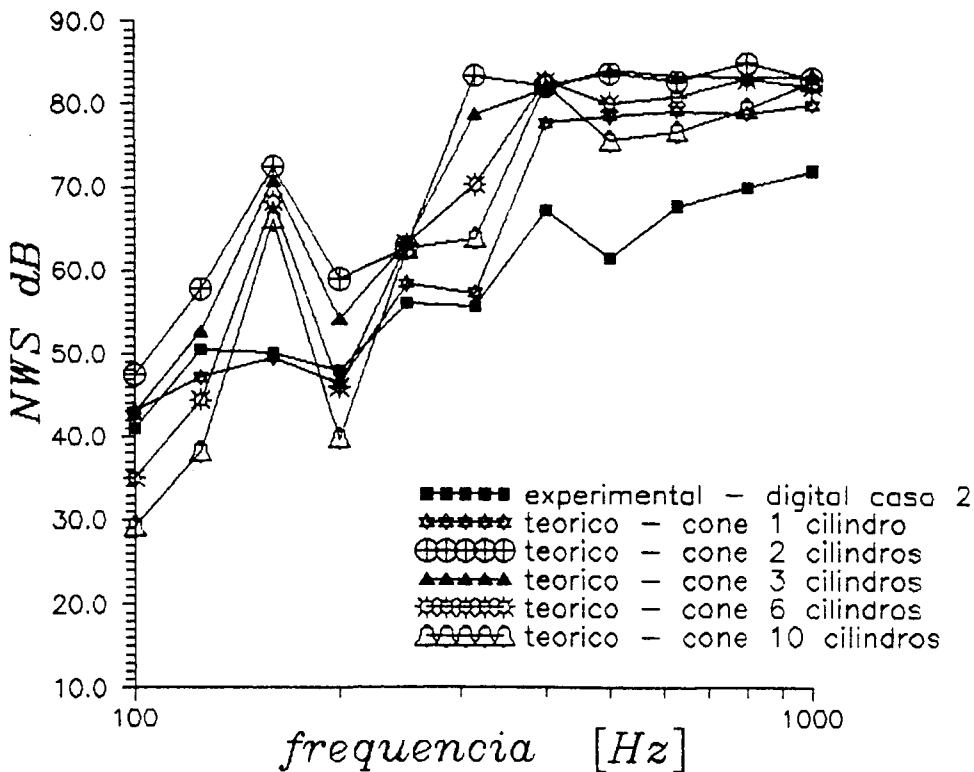


FIGURA 2-25 - NWS teórico e experimental

A melhor previsão teórica do NWS irradiado pela estrutura cônica é aquela na qual esta estrutura foi simulada por um único cilindro. As outras curvas teóricas apresentam oscilação em torno da curva experimental nesta faixa de análise. Há a tendência de valores sub-estimados do NWS, quando aumenta-se o número de cilindros para simular a estrutura cônica, como pode ser observado na figura 2-25 nas faixas de frequência de 100, 125 e 200 Hz.

Na segunda faixa de análise, frequências variando de 500 a 1000 Hz, os valores teóricos estão todos super-estimados. Esta super-estimação, ocorre provavelmente devido à dificuldade em obter-se, com precisão, os modos vibracionais axiais ( $S_a$ ) e circunferenciais ( $m$ ) utilizados na análise modal teórica, feita com elementos finitos. Sabe-se que, para esta faixa de frequência há a necessidade de uma malha bastante refinada, o que implica em um esforço computacional elevado e também em uma maior disponibilidade de memória. Mesmo assim, a menor diferença média entre os resultados experimental e teórico foi encontrado quando a estrutura cônica foi simulada com um único cilindro.

## 2.5 - REFERÊNCIAS

- [2.1] MORSE, P.M., "Vibration and Sound", Mc-Graw-Hill Book Company, 1948
- [2.2] ABRAMOWITZ, M. and Stegun, I.A., "Handbook of Mathematical Functions"
- [2.3] PINTO, J.C.S., "Radiação Acústica em Casca Cilindrica Finita",  
Dissertação de Mestrado, UFSC-EMC, 1980.
- [2.4] Norma ISO 3741-1975 Determination of Sound Power Levels of Noise  
Source - Precision Methods for Broad-Band Source in Reverberation Rooms
- [2.5] BERANEK, L.L., "Noise and Vibration Control", McGraw-Hill New York, 1971
- [2.6] BAJPAI, A.C.; Mustoe, L.; Walker, D., "Matemática Avançada para Engenharia"  
Hemus-Livraria Editora Ltda, 1980.

## CAPÍTULO 3 - RESPOSTA DINÂMICA DE UMA CASCA EXCITADA POR CAMPO SONORO

### 3.0 - SIMBOLOGIA

$A$	área do cone [ $m^2$ ]
CR	Câmara Reverberante
$c$	velocidade do som no meio [ $m/s$ ]
$\langle \bar{E}_{(k)} \rangle$	energia temporal média do k-ésimo ressonador [J]
$\langle \bar{E} \rangle_t$	energia temporal média total de todos os ressonadores [J]
LVA	Laboratório de Vibrações e Acústica
$M$	massa da estrutura por unidade de área [ $kg/m^2$ ]
$M_{(k)}$	massa do k-ésimo ressonador
$N$	número de modos em uma faixa de frequência
$n$	número de ressonadores em uma faixa de frequência
$n(\omega_0)$	densidade modal [modos/rad/s]
$p^2$	pressão sonora quadrática do campo incidente [ $N/m^2$ ] <sup>2</sup>
$p_0$	amplitude da pressão sonora [ $N/m^2$ ]
$\langle \bar{p}^2 \rangle$	pressão sonora quadrática média temporal e espacial [ $N/m^2$ ] <sup>2</sup>
$P_{bl}$	pressão sonora de bloqueio [ $N/m^2$ ]
$P_{rad}$	pressão sonora irradiada [ $N/m^2$ ]
$R_{(k)}$	resistência do k-ésimo ressonador [Kg/s]
$R_{mec}(\omega_0)$	resistência mecânica [kg/s]
$R_{rad}(\omega_0)$	resistência de radiação [kg/s]
$R_t(\omega_0)$	resistência total [kg/s]
$(r, t, \Omega)$	coordenadas de posição, tempo e direção
$S_{v(k)}(\omega_{(k)})$	densidade espectral da resposta do k-ésimo modo [ $m^2/s^2$ /rad/s]
$S_p(\omega)$	densidade espectral da pressão total [ $N^2/m^4$ /rad/s]
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina
$\langle \bar{v}^2 \rangle$	velocidade quadrática média temporal e espacial [ $m^2/s^2$ ]

$\langle \bar{v}_{(k)}^2 \rangle$	vel. quadrática média temporal e espacial k-ésimo ressonador
$ \Gamma_{(k)}(\omega, \Omega) $	fator de acoplamento
$\mu$	razão de resistência
$\eta$	fator de perda do cone
$\rho$	massa específica do meio [kg/m <sup>3</sup> ]
$\Delta\omega$	largura da faixa de freqüência [rd/s]
$\omega_0$	freqüência central da faixa [rd/s]
$\omega_{(k)}$	freqüência natural do k-ésimo ressonador [rd/s]

### 3.1 - INTRODUÇÃO

Durante o lançamento de um veículo espacial, principalmente nos primeiros instantes após o acendimento dos motores, há a geração de um campo sonoro bastante intenso. Isto ocorre devido ao escoamento de exaustão dos motores do sistema propulsivo e também às deflexões a que este é submetido nestes primeiros instantes de lançamento (Schwart [3.1]). Sendo assim, há a necessidade de fazer um estudo do comportamento dinâmico de partes da estrutura do veículo espacial que são expostas a este campo sonoro.

A preocupação com a vibração induzida pelo campo sonoro iniciou-se no começo dos anos 50, quando estruturas aeronáuticas eram sujeitas à fadiga sônica devido ao ruído gerado pelo motor a jato. Nos anos 60, o problema tornou-se importante, quando altos níveis de vibração foram induzidos à estruturas aeroespaciais e componentes embarcados de veículos espaciais, devido ao ruído gerado pelos gases de escape do sistema propulsivo durante a decolagem e vôo do mesmo (Fahy [3.2]).

Neste capítulo, será objeto de estudo a estrutura cônica que protege a carga útil, por exemplo: satélite, de um veículo espacial. Esta estrutura caracteriza-se por:

- \*. possuir casca estrutural de baixa densidade;
- \*. volume de cavidade interna grande.

Este estudo será dividido em duas seções:

- \*. seção experimental, na qual utiliza-se a CR do LVA da UFSC, para a realização dos ensaios;
- \*. seção teórica, empregar-se-á modelos de previsão do comportamento estrutural quando excitado por campo sonoro.

### 3.2 - MODELO TEÓRICO

### 3.2.1 - RESPOSTA MULTI-MODAL A TOM PURO

Neste estudo, considerar-se-á a resposta de vários modos com diferentes características, tais como: freqüência ressonante, massa, amortecimento e outras. Entretanto, assume-se que há uma única fonte de excitação para cada modo.

Segundo Smith [3.3], a resposta dinâmica de uma estrutura grande e complexa, tal como um grupo de ressonadores, pode ser obtida através da superposição das respostas de cada simples ressonador, cada qual com diferente freqüência natural, massa e outros. A resposta de cada modo é governada pelas mesmas leis da resposta de um simples ressonador. Sob o ponto de vista de interesse, o ressonador é descrito como a combinação de: massa - mola - amortecedor.

Se um grupo de ressonadores independentes, pouco amortecidos, são excitados simultaneamente através de uma única fonte excitadora, a resposta de cada ressonador simples será função do acoplamento entre resposta e excitação.

É mais conveniente, apresentar a resposta analítica de um ressonador simples no domínio da freqüência, quando excitado por um campo sonoro, na forma dada por Smith [3.3]:

$$S_{v(k)}(\omega_{(k)}) = \left| \Gamma_{(k)}(\omega, \Omega) \right|^2 S_p(\omega) \quad 3.1$$

Admite-se a hipótese que a função de acoplamento do k-ésimo modo varia fracamente com a freqüência. O objetivo é encontrar a resposta de cada ressonador simples e por conseguinte, através da superposição, a de todo o grupo de ressonadores, isto é, a energia total de vibração.

Inicialmente será analisado o espectro de resposta dos ressonadores com banda de freqüência limitada (estreita). De uma maneira geral, o espectro de resposta, em qualquer banda, será proporcional à excitação existente nesta



banda de freqüência.

Smith [3.3] considerou por conveniência a pressão sonora com densidade espectral plana dentro da banda de freqüência. Fora dos limites desta banda a densidade espectral da pressão será considerada nula.

A largura da banda de freqüência a ser adotada será tal que contenha um número de modos que possibilite uma pequena variação do fator de acoplamento. Smith [3.3], considera seis o número mínimo de modos entre os dois limites de freqüência. Quando isto ocorre, a região compreendida pelas freqüências limites chama-se banda de freqüência. Ainda segundo Smith [3.3], se considerarmos uma banda de freqüência tão estreita, de tal modo que contenha poucos modos em seu interior, haverá uma variação brusca do fator de acoplamento e isto não é desejado e nem previsto pelo modelo ora adotado.

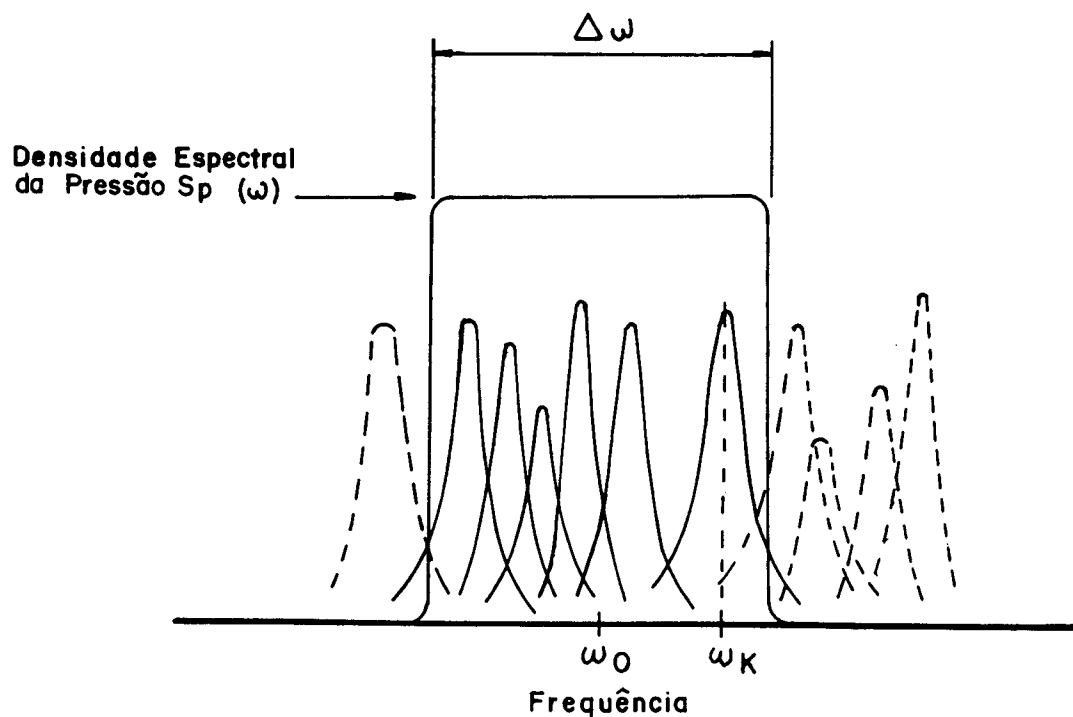


Figura 3-1 - Faixa de freqüência com densidade espectral de pressão plana e com modos ressonantes

### 3.2.2 - PROCEDIMENTO DE CÁLCULO

De uma maneira geral, a resposta de qualquer ressonador será forte quando sua frequência natural encontrar-se dentro da banda de frequência que tenha uma densidade espectral  $S_p(\omega)$ . Caso contrário, sua resposta será pequena, podendo ser desprezada. Smith [3.3] propôs a seguinte aproximação:

- a. se a frequência ressonante do k-ésimo modo não está no interior da banda de frequência, sua resposta é assumida nula;
- b. se a frequência ressonante do k-ésimo modo está no interior da banda de frequência, sua resposta será calculada considerando o espectro de pressão plano e a largura de banda infinitamente larga.

As aproximações anteriores implicam em erros na resposta de ressonadores, a saber:

1. considerando a aproximação a., a resposta será subestimada. Estará sendo ignorada a resposta não ressonante de todos os ressonadores fora da banda de frequência de análise e também os casos de extremidade;
2. considerando a aproximação b, a resposta dos ressonadores no interior da banda de frequência será superestimada.

O erro líquido obtido através deste modelo de previsão de resposta não é fácil de ser determinado. Porém o mais seguro e confiável, será comparar os resultados teóricos com os dados experimentais.

### 3.3 - RESPOSTA MULTI-MODAL À EXCITAÇÃO COM CAMPO DIFUSO

Consideraremos, nesta seção, a resposta multi-modal de uma estrutura quando exposta a um campo acústico difuso, semelhante àquele simulado na CR do LVA da UFSC.

Para obter a resposta total dos ressonadores contidos em uma banda de frequência, é necessário conhecer a resposta de cada ressonador simples

contido nesta banda de freqüência.

A resposta total é apresentada na forma de energia total, obtida através da soma das energias de cada ressonador simples contido na banda de freqüência.

Considerando, por exemplo, o k-ésimo ressonador com freqüência natural  $\omega_k$ , contida no interior de uma banda de freqüência de análise, a energia média temporal e espacial é dada por Smith [3.3] como sendo:

$$\langle \bar{E}_{(k)} \rangle = M_{(k)} \langle \bar{v}_{(k)}^2 \rangle = \frac{\pi S_{v(k)}(\omega_{(k)})}{2,0 R_{(k)}} \quad 3.2$$

Substituindo na equação anterior a eq. 3.1, tem-se:

$$\langle \bar{E}_{(k)} \rangle = M_{(k)} \langle \bar{v}_{(k)}^2 \rangle = \frac{\pi S_p(\omega) |\Gamma_{(k)}(\omega_{(k)}, \Omega)|^2}{2,0 R_{(k)}} \quad 3.3$$

Considere a seguir o valor médio quadrático da pressão sonora incidente, correspondendo a uma faixa de freqüência ( $\Delta\omega$ ) como sendo:

$$p^2 = \int_{\omega_0 - \Delta\omega/2}^{\omega_0 + \Delta\omega/2} S_p(\omega) d\omega = S_p(\omega) \Delta\omega \quad 3.4$$

Substituindo a eq. 3.4 nas eqs. 3.3, tem-se:

$$\langle \bar{E}_{(k)} \rangle = M_{(k)} \langle \bar{v}_{(k)}^2 \rangle = \frac{\pi p^2 |\Gamma_{(k)}(\omega_{(k)}, \Omega)|^2}{2,0 \Delta\omega R_{(k)}} \quad 3.5$$

Como já mencionado anteriormente, seção 3.2.1, a resposta total de uma estrutura em uma banda de freqüência será a soma de todos os ressonadores simples com freqüência natural dentro desta banda que compõem esta estrutura.

Assim sendo:

$$\langle \bar{E}_t \rangle = \sum_{k=1}^n \langle \bar{E}_{(k)} \rangle = \frac{\pi p^2}{2,0 \Delta\omega} \sum_{k=1}^n \frac{|\Gamma_{(k)}(\omega_{(k)}, \Omega)|^2}{R_{(k)}} \quad 3.6$$

### 3.3.1 - RESPOSTA MULTI-MODAL EM BANDA DE FREQUÊNCIA

Se considerarmos a energia de resposta média de um modo ressonante e multiplicarmos pelo número de modos estruturais existentes em uma banda de frequência, por exemplo terça de oitava, obtém-se aproximadamente a resposta total desta estrutura nesta banda de frequência.

A densidade modal está disponível no Anexo-3A e é definida como:

$$n(\omega_0) = \frac{N}{\Delta\omega}$$

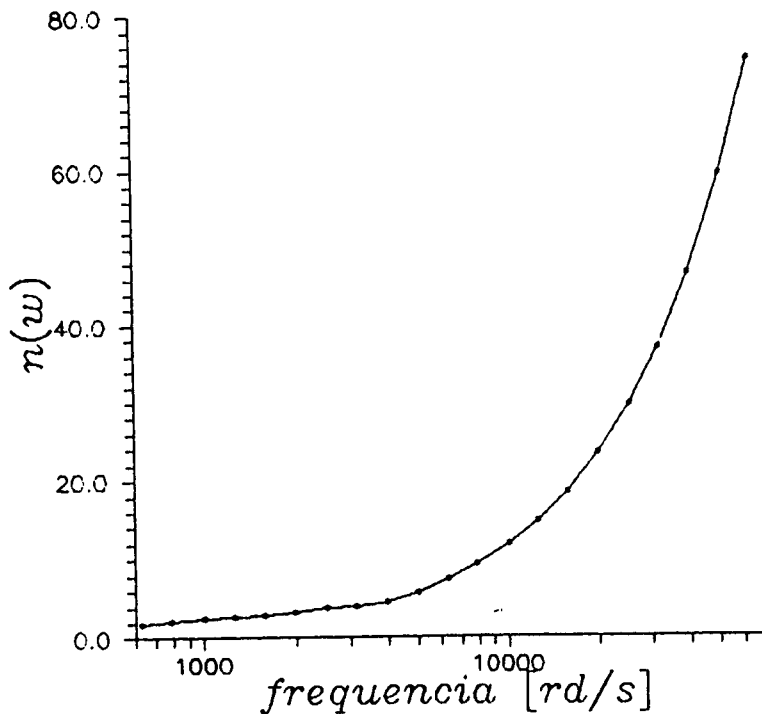


Figura 3-2 - Densidade Modal

Substituindo a eq. anterior na eq. 3.5, tem-se uma avaliação da resposta total média de uma estrutura, em banda de frequência, quando excitada por uma

campo sonoro.

$$\langle \bar{E}_t \rangle = N \langle \bar{E}_{(k)} \rangle = \frac{\pi p^2 n(\omega_0)}{2,0} \frac{|\Gamma_{(k)}(\omega_{(k)}, \Omega)|^2}{R_{(k)}} \quad 3.7$$

### 3.3.2 - FATOR DE ACOPLAMENTO

O fator de acoplamento é dado por Smith [3.3], como sendo:

$$P_{bl}(r, t, \Omega) = \Gamma(\omega_0, \Omega) P(r, t, \Omega) \quad 3.8$$

A pressão sonora do campo acústico incidente é decomposta em duas componentes:

$$P(r, t, \Omega) = P_{bl}(r, t, \Omega) + P_{rad}(r, t, \Omega) \quad 3.9$$

onde:

$P_{bl}$  existe quando não há movimento (velocidade nula) da estrutura que está sendo excitada. Esta pressão depende da fonte sonora, forma e superfície da estrutura que está sendo estudada.

$P_{rad}$  existe somente quando há movimento (velocidade) da estrutura. Esta pressão depende da velocidade de resposta da estrutura, forma e superfície da estrutura.

Através da reciprocidade e directividade, Anexo-3B, tem-se:

$$R_{rad}(\omega_0) = \frac{\rho c k^2}{4,0 \pi} \langle |\Gamma(\omega_0, \Omega)|^2 \rangle \quad 3.10$$

Substituindo a eq. 3.10 na eq 3.7, tem-se:

$$\langle E_t \rangle = M \langle \bar{v}^2 \rangle = \frac{2 \pi^2 p^2 n(\omega_0) R_{rad}(\omega_0)}{\rho c k^2 R_t(\omega_0)} \quad 3.11$$

Reescrevendo a eq. anterior de maneira mais conveniente, temos:

$$\frac{\langle \bar{v}^2 \rangle}{p^2} = \frac{2 \pi^2 n(\omega_0) R_{rad}(\omega_0)}{M \rho c k^2 R_t(\omega_0)} \quad 3.12$$

onde:

$$R_t(\omega_0) = R_{rad}(\omega_0) + R_{mec}(\omega_0)$$

Definindo razão de resistência como sendo:

$$\mu = \frac{R_{rad}(\omega_0)}{R_{rad}(\omega_0) + R_{mec}(\omega_0)} \quad 3.13$$

\* a  $R_{rad}$  é um dado experimental, em função da potência sonora (W), capítulo 2, e da velocidade quadrática da estrutura média temporal e espacial.

$$R_{rad} = W / \langle \bar{v}^2 \rangle \quad 3.14$$

\* a  $R_{mec}$  é um dado experimental, em função do fator de perda, anexo 3C.

$$R_{mec} = A M \eta \omega_0 \quad 3.15$$

Substituindo a eq. 3.13 na eq. 3.12, tem-se:

$$\frac{\langle \bar{v}^2 \rangle}{p^2} = \frac{2 \pi^2 n(\omega_0) \mu}{M \rho c k^2} \quad 3.16$$

O estudo de vibrações estruturais induzidas acusticamente, desenvolvido por Fahy [3.2], obteve uma solução semelhante à eq.3.16.

Será mais conveniente escrever a eq.3.16 em função da pressão sonora

quadrada média temporal e espacial (  $\langle \bar{p}^2 \rangle$  ). De Kinsler [3.4], tem-se que a pressão sonora quadrática é dada por:

$$p^2 = p_0^2 \cos^2(\omega t) \cos^2(k_x x) \cos^2(k_y y) \cos^2(k_z z) \quad 3.17$$

Portanto, a pressão quadrática média temporal e espacial será:

$$\langle \bar{p}^2 \rangle = p_0^2 \frac{1}{T L_x L_y L_z} \int_0^T \cos^2(\omega t) dt \int_0^{L_x} \cos^2(k_x x) dx \int_0^{L_y} \cos^2(k_y y) dy \int_0^{L_z} \cos^2(k_z z) dz$$

$$\langle \bar{p}^2 \rangle = \frac{p^2}{16} \quad 3.18$$

Substituindo a eq anterior na eq.3.16 tem-se:

$$\frac{\langle \bar{v}^2 \rangle}{\langle \bar{p}^2 \rangle} = \frac{32 \pi^2 n(\omega_0) \mu}{M \rho c k^2} \quad 3.19$$

Os valores das variáveis do lado direito da eq. 3.19, que foram utilizados nesta comparação são:

- \*  $M = 8,990 \text{ Kg/m}^2$  ;  $\rho = 1,21 \text{ kg/m}^3$  e  $c = 343,0 \text{ m/s}$
- \*  $n(\omega_0)$  o procedimento de cálculo da densidade modal encontram-se no anexo-3A, enquanto que o seu valor está disponível na figura 3-2,
- \* o número de ondas (k) ao quadrado, está disponível na figura 3-3,
- \* a resistência de radiação ( $\mu$ ) está disponível na figura 3-4.

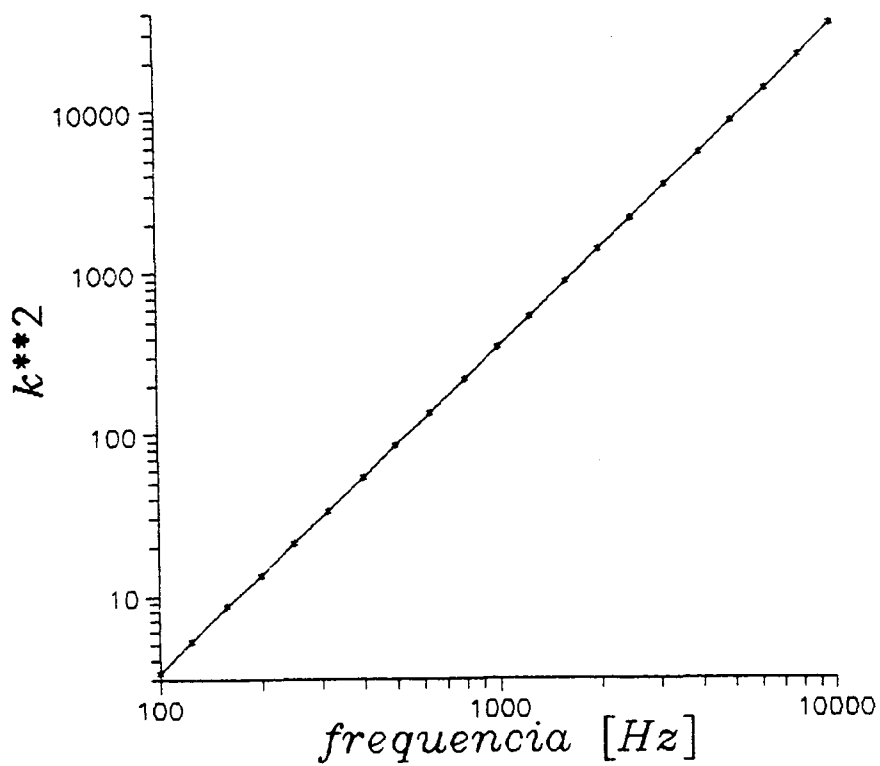


FIGURA 3-3 - Número de Ondas ao Quadrado

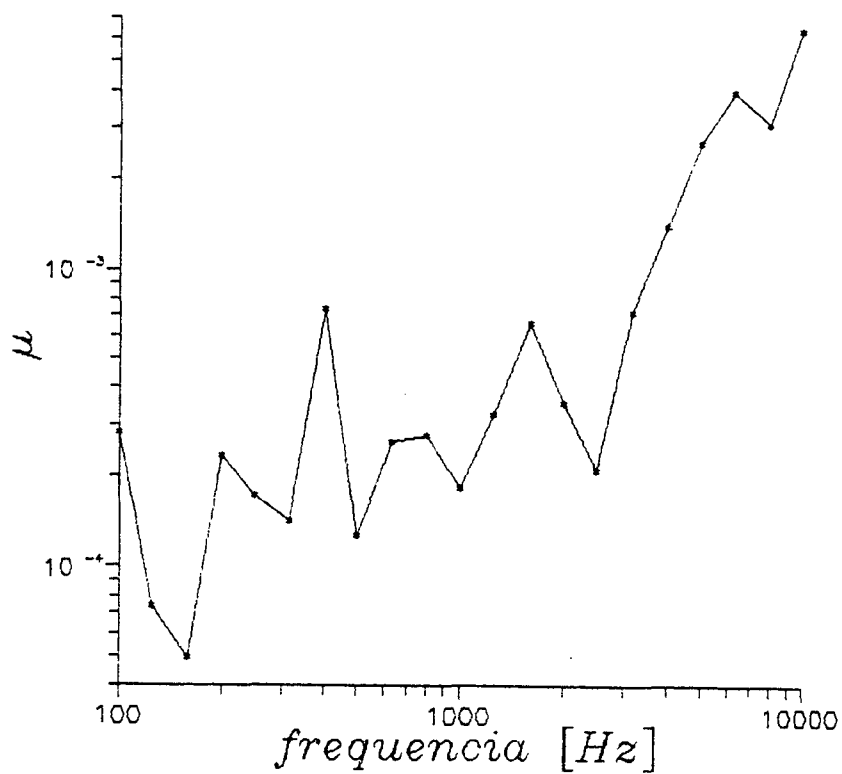


FIGURA 3-4 - Razão de Resistência



Os resultados teóricos da resposta da estrutura cônica obtidos através da eq.3.19, estão na figura 3-5 em decibéis (dB) cujo decibel de referência é unitário de unidade  $[m^4 s^2/Kg^2]$ .

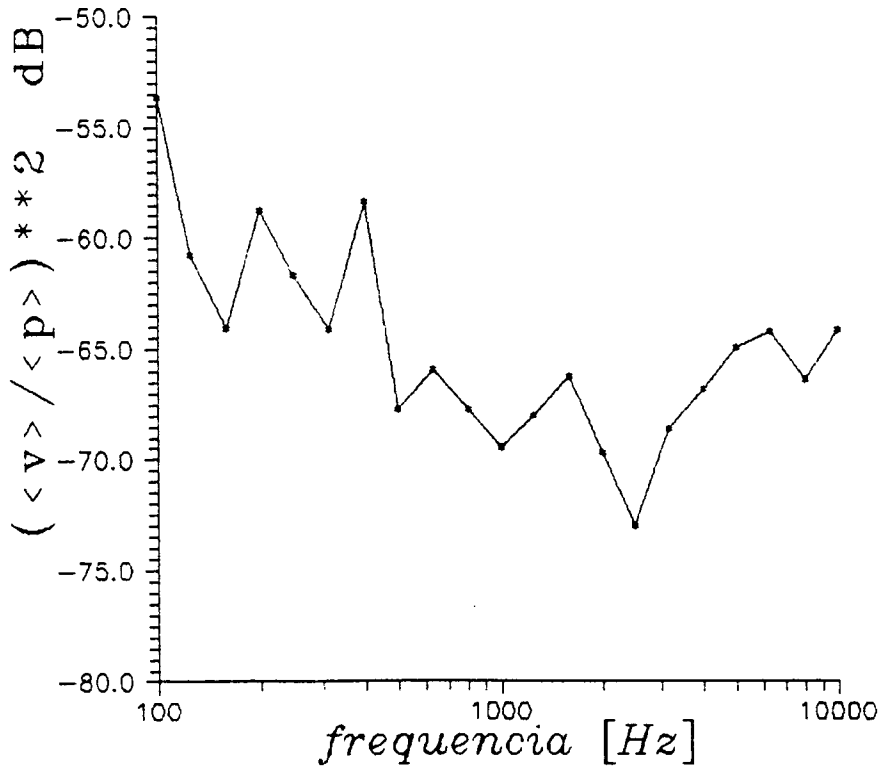
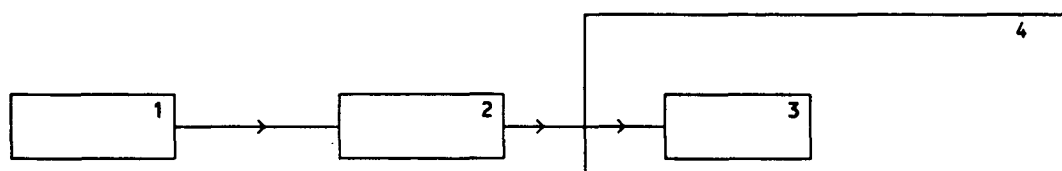


FIGURA 3-5 - Relação Teórica  $\langle \bar{v}^2 \rangle / \langle \bar{p}^2 \rangle$

### 3.4 - EXPERIMENTO

O objetivo deste experimento será a medição da resposta de uma casca estrutural cônica, quando excitada por um campo sonoro no interior da CR do LVA da UFSC.

A cadeia de geração do campo sonoro no interior da CR encontra-se na figura 3-6.



1. Gerador Aleatório e de Seno

B & K - Tipo 1027

2. Amplificador de Potência

MB Eletronics - Mod.2250 MB

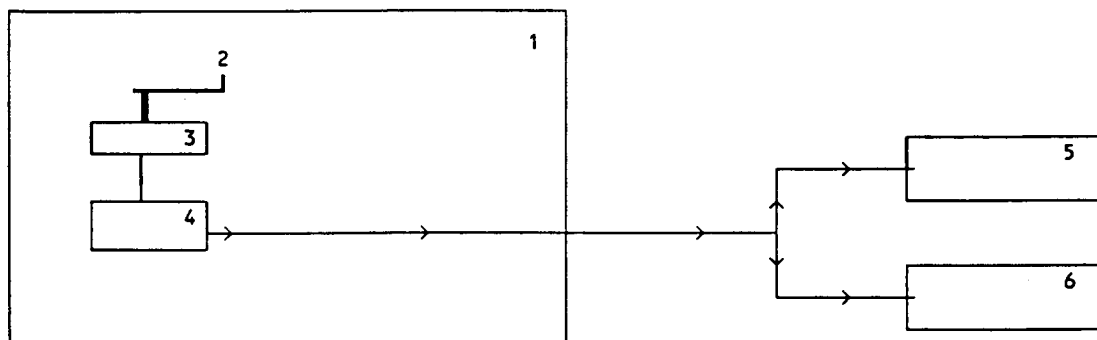
3. Caixa Acústica E Tweeter

4. CR do LVA da UFSC

FIGURA 3-6 - CADEIA DE EXCITAÇÃO

A medida do NPS, do campo sonoro incidente, foi realizada de maneira digital conforme encontra-se na figura 3-7. A posição do microfone, equipamento 2, da cadeia de resposta acústica está de acordo com a norma ISO 3741 [3.5]. A medição do NPS foi obtida através de 350 médias, o que equivale a três voltas completas do microfone ao redor de seu próprio eixo, ou ainda um tempo de aquisição de sinal de três segundos. A plataforma giratória, equipamento 4, da cadeia de resposta acústica está inclinado em relação ao chão da CR, isto tem por finalidade criar um plano de medidas não paralelo às paredes da CR.

Foram feitas duas medições do NPS, antes e depois das medidas de resposta da estrutura. Os resultados encontrados estão na figura 3-8.



1. CR do LVA da UFSC

2. Microfone Capacitivo B & K

Tipo 4165 n.º 1330603

3. Fonte de Alimentação para Microfone

4. Plataforma Giratória B & K

B & K Tipo 2807

Tipo 3922

5. Analisador de Frequência B & K

6. Analisador Dinâmico de Sinais

Tipo 2120

HP - 3560A

FIGURA 3-7 - CADEIA DE RESPOSTA ACÚSTICA

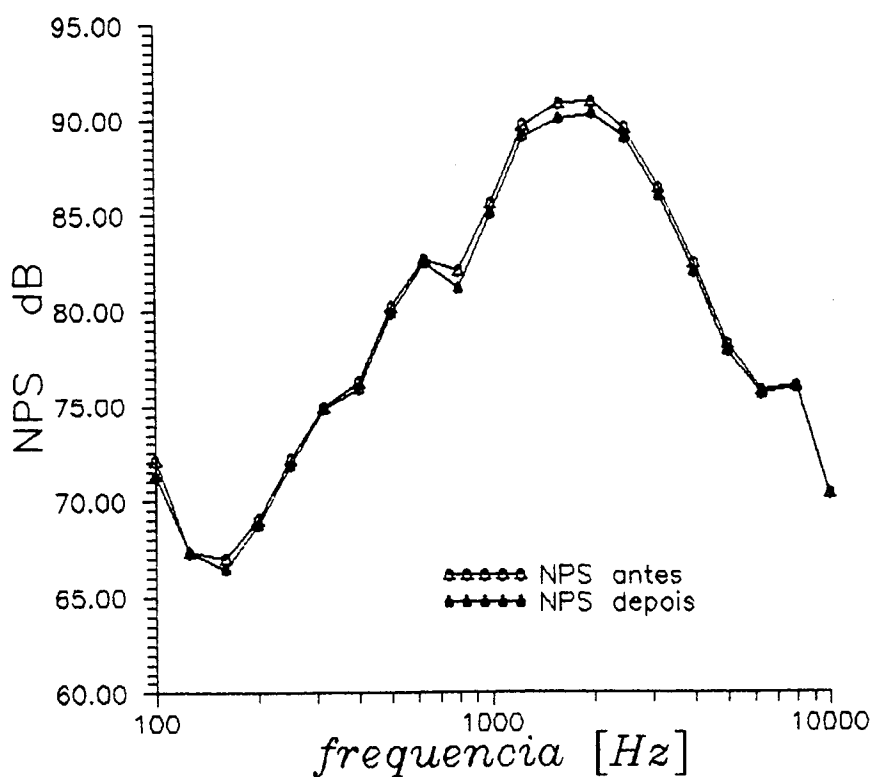


FIGURA 3-8 - NPS do Campo Sonoro Incidente, antes e depois da medição da resposta da casca cônica

Como pode ser observado, não houve mudança significativa no NPS do campo, antes e depois da medição da resposta da casca estrutural.

#### 3.4.1 - MEDIÇÃO DA RESPOSTA DA CASCA CÔNICA

A medição da velocidade de vibração da casca estrutural cônica, induzida pelo campo sonoro incidente, foi realizada em trinta pontos de medida, conforme a figura 3-9. Em cada plano de medição, foram marcadas cinco posições, aleatoriamente distribuídas, para a instalação do acelerômetro.

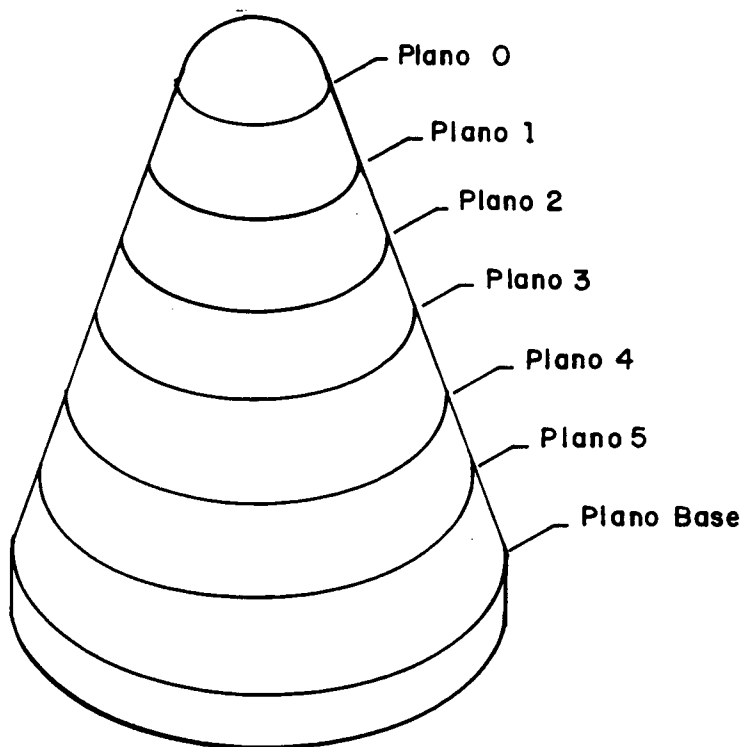


FIGURA 3-9 - Planos de Medida da Velocidade de Vibração

Durante os testes a base do cone foi isolada, com uma peça circular de madeira-espuma-madeira. Esta peça foi elaborada de tal maneira a não alterar as propriedades da estrutura. Sendo assim, tomou-se o cuidado de evitar o contato entre a superfície interna do anel inferior do cone com a peça de isolamento; para a vedação entre estas superfícies foi utilizada espuma, ver figura 4-3.

Os valores da velocidade de vibração média temporal e espacial induzida pelo campo sonoro à estrutura em estudo encontram-se na figura 3-10.

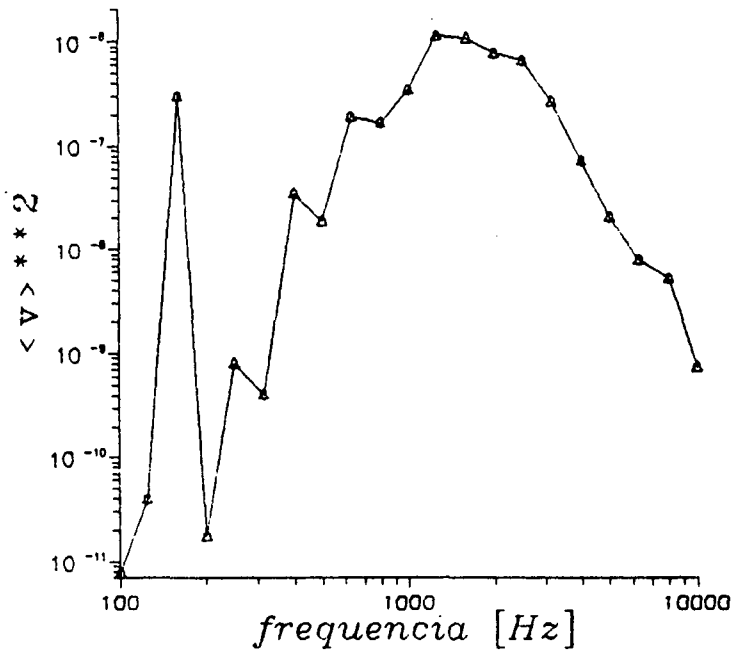


FIGURA 3-10 - Velocidade de Vibração Induzida

Para facilitar a comparação com os resultados teóricos, os dados experimentais serão apresentados através da relação quadrática entre as medições : velocidade de vibração e pressão sonora. Na figura 3-11 esta relação é disponível em decibéis (dB), tendo como referência a unidade.

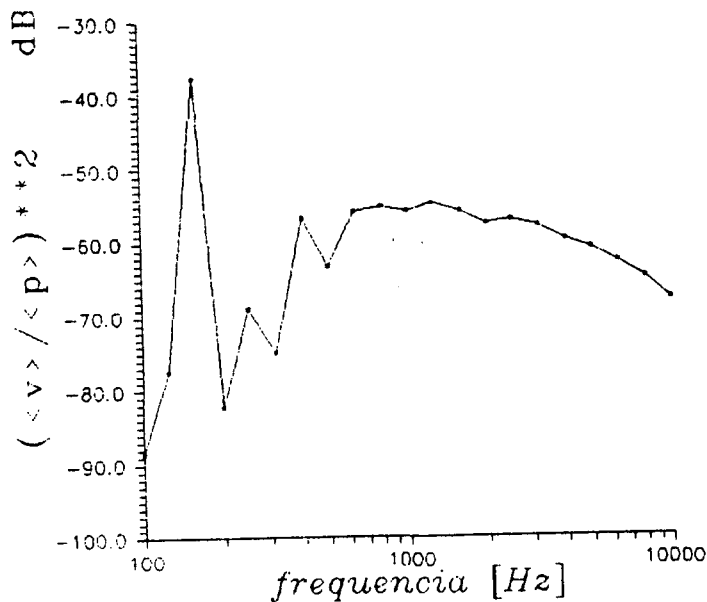


FIGURA 3-11 - Relação Experimental  $\langle \bar{v}^2 \rangle / \langle \bar{p}^2 \rangle$

### 3.5 - CONCLUSÃO

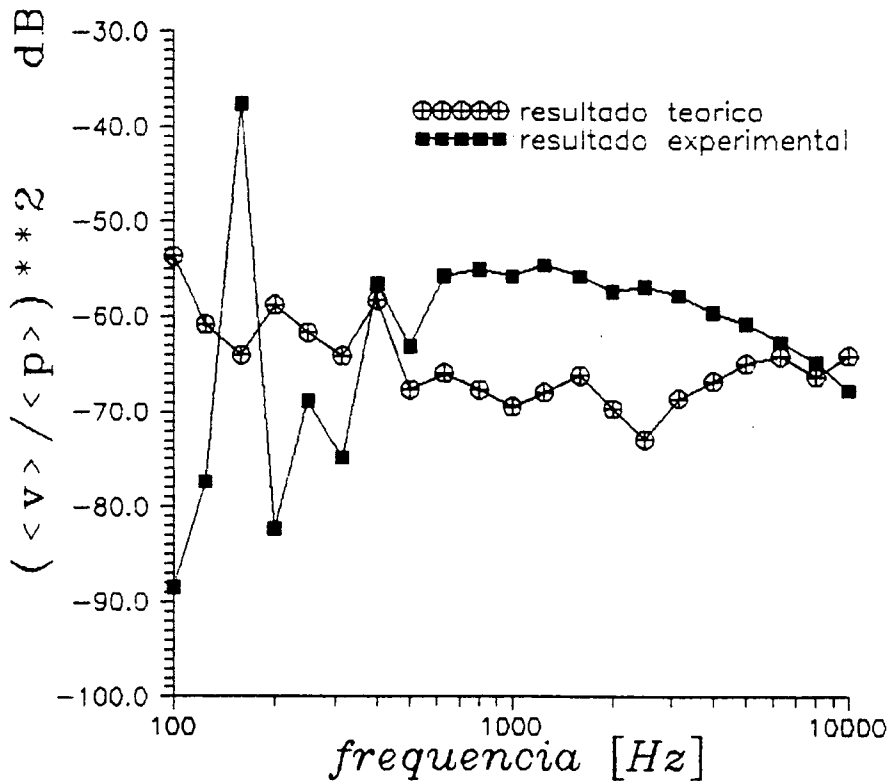


FIGURA 3-12 - Relações  $\langle \bar{v}^2 \rangle / \langle \bar{p}^2 \rangle$  teórica e experimental

Como pode ser observado na fig.3-12, o resultado da comparação entre os dados experimentais e teóricos não estão bons para as frequências centrais abaixo de 800 Hz. Isto ocorre devido à faixa de frequência utilizada para a análise, terça de oitava, não ser adequada às condições exigidas pelo método teórico ora aplicado. Na seção 3.2.1 Resposta Multi-Modal a Tom Puro, há explicitamente a necessidade de ter no mínimo seis modos em cada banda de frequência para evitar variações bruscas do fator de acoplamento.

O resultado do cálculo empírico da densidade modal para cascas cilíndricas dado por Szechenyi [3.6], apresenta valores inferiores ao mínimo exigido até a frequência central de 5000 rd/s ou 800 Hz, conforme pode ser observado na fig.3-2. Este é o principal motivo da não concordância entre as curvas experimental e teóricas observadas na figura 3-12 abaixo da frequência central de 800 Hz.

Na faixa de frequência compreendida entre 800 a 5000 Hz, observa-se na fig.3-12, o decréscimo da curva experimental, enquanto que a curva teórica apresenta uma pequena variação. Nesta região de frequência a diferença média entre as curvas experimental e teórica é de 10,5 dB.

Após a frequência central de 5000 Hz, a diferença entre os resultados experimentais e teóricos diminui, sendo apenas de 2,0 dB.

### 3.6 - REFERÊNCIAS

- [3.1] SCHWART, I.R., "Basic Aerodynamic Noise Research", NASA SP 207, 1969
- [3.2] FAHY, F.J., "Sound and Structural Vibration: Radiation, Transmission and Response", Academic Press INC, London, 1985.
- [3.3] SMITH, P.W. Jr, Lyon, R.H., "Sound and Structural Vibration", NASA CR 160, March 1965.
- [3.4] KINSLER, L., Frey, A., Coppens, A., Sanders, J., "Fundamentals of Acoustics", Third Editions, John Wiley & Sons Inc, 1982.
- [3.5] Norma ISO 3741-1975, Determination of Sound Power Levels of Noise Source - Precision Methods for Broad-Band Source Reverberation Rooms.
- [3.6] SZECHENYI, E., "Sound Radiation and Transmission into Unstiffened Cylinders", Institute of Sound and Vibration Research, October 1970.
- [3.7] HECKL, M., "Vibration of the Point Driven Cylinders", Journal of the Acoustical Society of America, vol(38), pp 1553-1557, 1962.
- [3.8] SMITH, P.W. Jr, "Response and Radiation of Structural Modes Excited by Sound", Journal of the Acoustical Society of America, vol(34), pp 640 - 647, 1962.
- [3.9] BERANEK, L.L., "Noise and Vibration Control", McGraw-Hill New-York, 1971
- [3.10] Manual de Instrução e Aplicação do Registrador de Nível, B & K, Tipo 2350



## CAPÍTULO 4 - TRANSMISSÃO SONORA

### 4.0 SIMBOLOGIA

A	área da superfície vibrante da estrutura [m <sup>2</sup> ]
a	altura do cone [m]
alt	altura do cilindro [m]
b	perímetro da base do cone [m]
c	velocidade de propagação do som no ar [m/s]
D	diferença de NPS incidente e transmitido [dB]
E	módulo de elasticidade ou Young [N/m <sup>2</sup> ]
$f_c$	freqüência crítica $c^2/2 \pi h [12 \rho_m (1,0-\mu^2)/E]^{1/2}$ [Hz]
$f_{ci}$	freqüência circular $1,0/2 \pi r (E/\rho_m)^{1/2}$ [Hz]
$f_0$	freqüência central de uma faixa [Hz]
h	espessura da casca estrutural [m]
$I_{inc}$	intensidade sonora incidente [W/m <sup>2</sup> ]
$K_a$	função número de onda axial
$K_c$	função número de onda circunferencial
M	massa da estrutura por unidade de área ( $\rho_m h$ ) [Kg/m <sup>2</sup> ]
m	número de meio comprimento de onda, direção axial
N	número de modos ressonantes em uma faixa de freqüência
n	número de meio comprimento de onda, direção circunferencial
$n(\omega_0)$	densidade modal da estrutura [modos/Hz]
PT	perda de transmissão sonora [dB]
$PT_{NR}$	perda de transmissão sonora não ressonante [dB]
$PT_R$	perda de transmissão sonora ressonante [dB]
$PT_{tot}$	perda de transmissão sonora total [dB]
$\langle \bar{p}^2 \rangle$	pressão sonora média quadrática temporal e espacial [N <sup>2</sup> /m <sup>4</sup> ]
r	raio da base do cone [m]

$r_c$	raio do cilindro [m]
$R_{mec}$	resistência mecânica [Kg/m]
$R_{rad}$	resistência de radiação [Kg/m]
$S_p(\omega_0)$	densidade espectral de pressão
$\langle v^2 \rangle$	velocidade quadrática média espacial [ $m^2/s^2$ ]
$W_{inc}$	potência sonora incidente [W]
$W_{tran}$	potência sonora transmitida para o interior da estrutura [W]
$\alpha$	coeficiente de absorção sonora
$\eta$	fator de perda estrutural
$\mu$	módulo de Poisson
$\sigma_{rad}$	eficiência de radiação sonora
$\Delta\omega$	largura da faixa de frequência [rd/s]
$\omega_c$	frequência crítica $c^2/h [12 \rho_m (1,0-\mu^2)/E]^{1/2}$ [rd/s]
$\omega_0$	frequência central de uma faixa [rd/s]
$\rho$	massa específica do meio [ $Kg/m^3$ ]
$\rho_m$	massa específica da estrutura [ $Kg/m^3$ ]
$\tau$	coeficiente de perda de transmissão sonora
$v_0$	relação $f_0/f_{ci}$

#### 4.1 INTRODUÇÃO

A estrutura externa de um veículo lançador de satélites tem como objetivo proteger os componentes e a carga útil embarcados. Durante o funcionamento do sistema propulsivo, a interação dos gases de escape com o meio atmosférico circundante são geradores de um campo acústico bastante intenso, principalmente na fase de decolagem, que pode induzir a falhas em componentes eletrônicos embarcados e à carga útil. Os meios disponíveis de atenuação deste campo acústico nesta fase, são por exemplo: injetar água no defletor de jato da mesa de lançamento e/ou entubar os gases de escape do sistema propulsivo. Porém ambos não apresentam resultados muito satisfatórios. Deste modo há a necessidade de avaliar a perda de transmissão sonora à que será oferecida pela estrutura externa, a fim de conhecer o nível de pressão sonora que estes componentes e a carga útil estarão sujeitos.

Neste capítulo apresentar-se-á um modelo analítico de perda de transmissão sonora para uma estrutura cilíndrica, exposta em um campo sonoro externo difuso. Concomitantemente, esta estrutura será submetida a ensaios de perda de transmissão sonora, em câmara reverberante. Posteriormente, os resultados obtidos em ensaios serão comparados com os do modelo analítico, com o objetivo de verificar a validade do modelo e a sua dispersão.

#### 4.2 MODELO ANALÍTICO

A perda de transmissão sonora relaciona à quantidade de energia acústica que uma estrutura pode transmitir para o seu interior em relação à energia acústica incidente.

Por definição, a perda de transmissão sonora é dada por:

$$PT = 10,0 \log \left[ \frac{1,0}{\tau} \right] \quad 4.1$$

onde,

$$\tau = \frac{W_{tran}}{W_{inc}} \quad 4.2$$

Para um campo sonoro difuso (como aquele simulado em câmara reverberante) a intensidade sonora incidente nas paredes, é dada por Gerges [4.1]:

$$I_{inc} = \frac{\langle \bar{p}^2 \rangle}{4 \rho c} \quad 4.3$$

Enquanto que a potência sonora incidente é definida, como sendo:

$$W_{inc} = \int_A I_{inc} dA \quad 4.4$$

A velocidade de resposta quadrática média da casca estrutural em uma faixa de frequência, com frequência central  $f_0$ , quando excitada por um campo sonoro aleatório é dada em Szechenyi [4.4] e Smith [4.2]:

$$\langle v^2 \rangle = \frac{2 \pi^2 c S_p(\omega_0) N R_{rad}}{\rho \omega_0^2 M A \left[ 2 R_{rad} + R_{mec} \right]} \quad 4.5$$

onde:  $R_{rad}$  é a resistência de radiação média de todos os modos ressonantes contidos na faixa de frequência de análise, dada por:

$$R_{rad} = \rho c A \sigma_{rad} \quad 4.6$$

A resistência mecânica,  $R_{mec}$ , é dada por:

$$R_{mec} = A M \eta \omega \quad 4.7$$

O fator  $2 R_{rad}$  no denominador da eq. 4.5 é devido ao amortecimento de radiação dos dois lados da superfície vibrante (interno e externo) da estrutura.

A equação 4.5 é submetida às hipóteses:

- $S_p(\omega_0)$  e  $R_{mec}$  são constantes na faixa de frequência em análise;
- $R_{rad}$  é a mesma para os dois lados da superfície vibrante da estrutura (interna e externa);
- as áreas interna e externa são iguais e serão chamadas genericamente de A.

A potência sonora irradiada internamente (potência transmitida) à estrutura, é dada por:

$$W_{tran} = R_{rad} \langle v^2 \rangle \quad 4.8$$

Deste modo, através das eqs. 4.5, 4.6 e 4.8, determina-se a potência sonora total irradiada para o interior da superfície vibrante da estrutura (potência transmitida) em uma faixa de frequência, como sendo:

$$W_{tran} = \frac{2 \pi^2 c S_p(\omega_0) N R_{rad}^2}{\rho \omega_0^2 M A \left( 2 R_{rad} + R_{mec} \right)} \quad 4.9$$

Se considerarmos as eqs. 4.2 , 4.4 e 4.9 temos:

$$\tau = \frac{8 \pi^2 c^2 S_p(\omega_0) N R_{\text{rad}}^2}{\langle \bar{p}^2 \rangle \omega_0^2 M A^2 \left[ 2 R_{\text{rad}} + R_{\text{mec}} \right]} \quad 4.10$$

Lembrando que  $\langle \bar{p}^2 \rangle = S_p(\omega_0) \Delta\omega$  e substituindo-o na eq. 4.10, temos:

$$\tau = \frac{8 \pi^2 c^2 N R_{\text{rad}}^2}{\omega_0^2 M \Delta\omega A^2 \left[ 2 R_{\text{rad}} + R_{\text{mec}} \right]} \quad 4.11$$

As resistências de radiação e mecânica são dadas pelas eqs. 4.6 e 4.7 respectivamente. Introduzindo-as na eq. 4.11, temos o coeficiente de transmissão sonora dado por:

$$\tau = \frac{8 \pi^2 \rho^2 c^4 N \sigma_{\text{rad}}^2}{\omega_0^3 M^2 \Delta\omega A \eta \left[ \frac{2 \rho c \sigma_{\text{rad}}}{M \omega_0 \eta} + 1 \right]} \quad 4.12$$

O número de modos de uma faixa de frequência é descrito como:

$$N = n(\omega_0) \Delta\omega \quad 4.13$$

onde:  $n(\omega_0)$  é a densidade modal da estrutura em estudo.

Substituindo a eq. 4.13 em 4.12 tem-se:

$$\tau = \frac{8 \pi^2 \rho^2 c^4 n(\omega_0) \sigma_{\text{rad}}^2}{\omega_0^3 M^2 A \eta \left[ \frac{2 \rho c \sigma_{\text{rad}}}{M \omega_0 \eta} + 1 \right]} \quad 4.14$$

O estudo da perda de transmissão acústica feito até a eq. 4.14 é

genérico no que diz respeito a forma geométrica da estrutura a ser analisada. No entanto, quando do estudo da perda de transmissão sonora através de uma casca cilíndrica, este pode ser dividido, teoricamente, em duas partes, conforme Wang [4.3], denominadas perda de transmissão sonora ressonante e não-ressonante.

#### 4.2.1 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA RESSONANTE

A perda de transmissão sonora ressonante através de uma casca cilíndrica finita vibrante, ocorre quando a frequência da onda sonora do campo acústico incidente coincide com a frequência natural da casca estrutural (Szechenyi [4.4]). Esta perda de transmissão sonora é obtida através da equação que relaciona a energia incidente e transmitida, eq. 4.1. Substituindo a eq. 4.14 em 4.1, tem-se:

$$\begin{aligned}
 PT_R = 10,0 \log \left[ \frac{M^2 A \eta}{8 \pi^2 \rho^2 c^4} \right] + 10,0 \log \left[ \frac{\omega^3}{n(\omega_0)} \right] + \\
 + 10,0 \log \left[ \frac{2 \rho c \sigma_{rad}}{M \omega_0 \eta} + 1,0 \right] - 20,0 \log \left[ \sigma_{rad} \right]
 \end{aligned} \tag{4.15}$$

Os valores de  $\sigma_{rad}$  da eq. 4.15 são obtidos experimentalmente da estrutura em estudo, análise feita no capítulo 2, estando disponíveis em faixas de terças de oitava. Os parâmetros  $\eta$  (fator de perda) e  $n(\omega_0)$  (densidade modal) são dados experimentais e teóricos respectivamente.

A determinação experimental do  $\eta$  (fator de perda) em terças de oitava está descrita no anexo-3C. A avaliação teórica da  $n(\omega_0)$  densidade modal de uma casca cilíndrica em terça de oitava está disponível no anexo-3A

(Szechenyi [4.8]).

#### 4.2.2 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA NÃO RESSONANTE

No estudo da perda de transmissão acústica em placas planas há duas regiões distintas:

- \* abaixo da frequência ressonante encontra-se a região controlada pela rigidez;
- \* enquanto que acima desta frequência há a região controlada pela massa.

Szechenyi [4.4] mostra que a perda de transmissão não ressonante na região compreendida entre a menor frequência ressonante da placa plana e a frequência de crítica, é dada por:

$$PT = 8,33 \log \left[ \left( \frac{M \omega_0}{2 \rho c} \right)^2 \left( 1,0 - \left( \frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2 \right)^2 + 2,3 \right] - 3,0 \quad 4.16$$

A frequência crítica é a menor frequência na qual é possível igualar o comprimento da onda sonora do campo acústico incidente, que relaciona a velocidade de propagação do som no meio com as propriedades da casca estrutural.

Na análise da perda de transmissão sonora não ressonante de placas curvas, há duas regiões distintas, quem as é a  $f_{ci}$  (frequência circular). A  $f_{ci}$  (frequência circular) é a frequência na qual o perímetro da base da estrutura, é igual ao comprimento de onda do campo acústico que a excita (Beranek [4.5]). Como o comportamento das estruturas que são compostas de placas curvas diferencia nestas regiões, faz-se necessário um tratamento teórico em separado.



#### 4.2.2.1 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA NÃO RESSONANTE

##### ABAIXO DA FREQUÊNCIA CIRCULAR

A perda de transmissão sonora não ressonante ocorre quando a estrutura é exposta a um campo sonoro difuso é em parte sub e super coincidente, (Szechenyi [4.4]). Há também a perda de transmissão sonora ressonante, porém esta já foi considerada na seção anterior.

A perda de transmissão sonora não ressonante super coincidente é controlada pela rigidez da estrutura e é inferior àquela obtida pelas ondas sonoras do campo acústico sub coincidente que são controladas pela massa. Sendo assim, neste trabalho só serão consideradas as perdas de transmissão não ressonante nas frequências sub coincidente.

A avaliação da perda de transmissão sonora sub coincidente não pode ser feita aplicando somente a eq.4.16 visto que, a mesma só é válida para uma parte do campo acústico incidente. Deste modo, faz-se necessário considerar a perda de transmissão sonora não ressonante do restante do campo acústico incidente que não foi considerado. Posteriormente, estas duas contribuições serão consideradas com o objetivo de determinar a perda de transmissão não ressonante abaixo da frequência circular.

As ondas sonoras do campo acústico incidente sub coincidente são determinadas através da figura 1 e obedecem a relação  $K_a/K_c < EF/OF$  (área hachurada da figura 1), enquanto que as ondas incidentes super coincidentes estão na região onde  $K_a/K_c > EF/OF$ .

As funções que representam  $K_a$  e  $K_c$ , são dadas por Szechenyi [4.4] onde:

$$K_a = \frac{m \pi}{a} \left[ \frac{h^2 r^2}{12,0 (1,0 - \mu^2)} \right]^{0,25} \quad K_c = \frac{n \pi}{b} \left[ \frac{h^2 r^2}{12,0 (1,0 - \mu^2)} \right]^{0,25}$$

A pequena região compreendida entre as ondas sub e super coincidentes são as chamadas ondas coincidentes, responsáveis pela perda de transmissão

ressonante, já tratada na seção anterior.

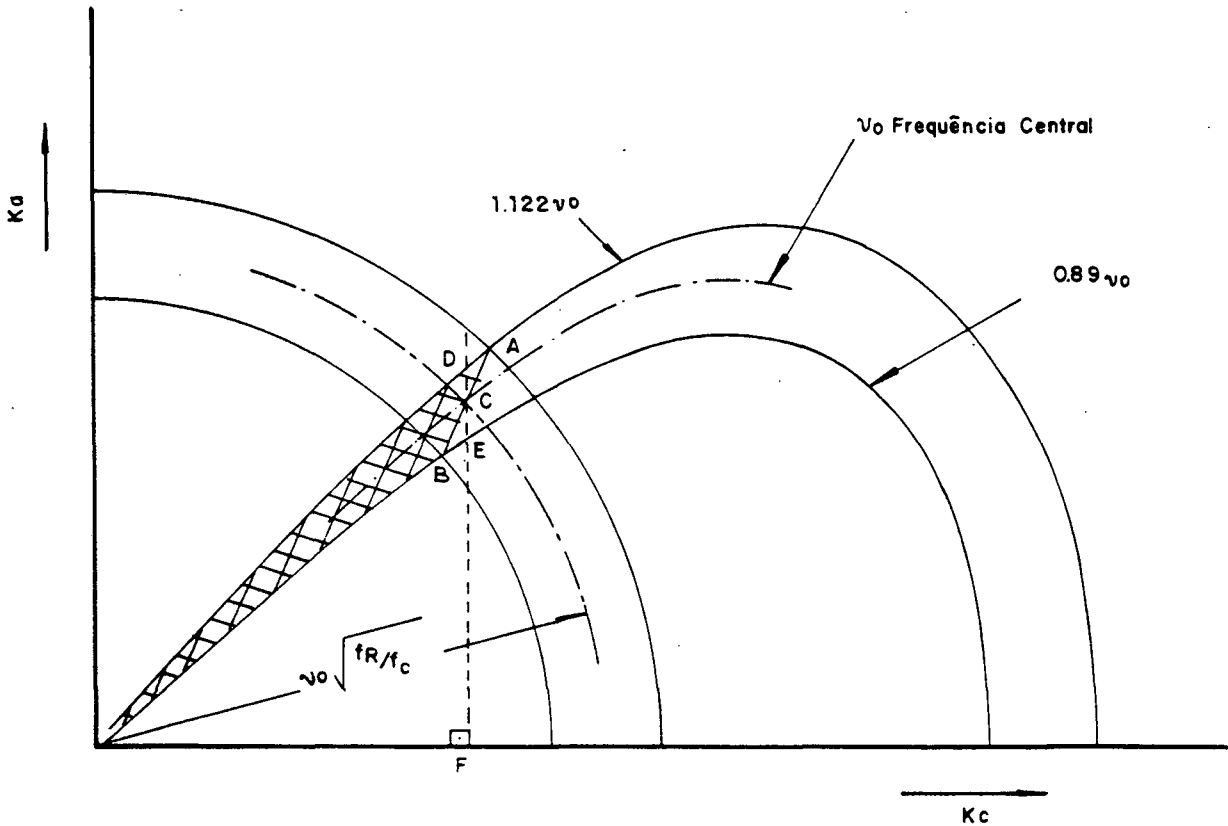


FIGURA 4-1. - Diagrama Típico de Número de Ondas Estruturais de uma Casca Cilíndrica em banda de terça de oitava

A relação das ondas sonoras, do campo acústico incidente, que causam a perda de transmissão sonora, não ressoante sub coincidente é dada pela razão de áreas:

$A_{sub}$  área sub coincidente no diagrama do  $n^o$  de onda

\_\_\_\_\_ = \_\_\_\_\_

$A_{tot}$  área total no diagrama do  $n^o$  de onda

4.17

A eq. anterior foi resolvida geometricamente obtendo (Szechenyi [4.4]):

$$\frac{A_{sub}}{A_{tot}} = \frac{\arcsin \left( \frac{FC}{OC} \right)}{\frac{\pi}{2}} \quad 4.18$$

A equação 4.18 foi reescrita em termos de frequência e características geométricas de uma estrutura cilíndrica, tendo a forma:

$$\frac{A_{sub}}{A_{tot}} = \frac{2}{\pi} \arcsin \left[ v_0 \left[ 1,0 - \left( \frac{v_0 f_{ci}}{f_c} \right)^2 \right]^{1/2} \right]^{1/2} \quad 4.19$$

A eq. 4.19 representa a porção do campo acústico incidente que tem a perda de transmissão sonora não ressonante. Desta maneira a perda de transmissão sonora não ressonante abaixo da frequência circular, será obtida considerando as contribuições das eqs. 4.16 e 4.19, na forma:

$$PT_{NR} = 8,33 \log \left[ \left( \frac{M \omega_0}{2 \rho c} \right)^2 \left[ 1,0 - \left( \frac{\omega_0}{\omega_c} \right)^2 \right]^2 + 2,3 \right] - 3,0 +$$

$$+ 20,0 \log \left[ \frac{\pi}{2 \arcsin \left[ v_0 \left[ 1,0 - \left( \frac{v_0 f_{ci}}{f_c} \right)^2 \right]^{1/2} \right]^{1/2}} \right] \quad 4.20$$

#### 4.2.2.2 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA NÃO RESSONANTE

##### ACIMA DA FREQUÊNCIA CIRCULAR

A perda de transmissão sonora não ressonante de cascas curvas, cuja frequência do campo acústico incidente seja maior que a frequência circular da estrutura é semelhante à perda de transmissão da placa plana (Wang [4.3]).

A perda de transmissão sonora neste caso será dada pela eq. 4.16.

### 4.2.3 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA TOTAL

A perda de transmissão sonora total, através de uma casca curva de uma estrutura exposta a um campo acústico incidente difuso, será a soma das energias das perdas de transmissão sonora ressonante, dada pela eq. 4.15, e não ressonante, dada pela eq. 4.20, sendo dada pela equação abaixo:

$$PT_{tot} = -10,0 \log \left[ \left( 10,0 \right)^{\frac{-PT_{NR}}{10}} + \left( 10,0 \right)^{\frac{-PT_R}{10}} \right] \quad 4.21$$

Os resultados teóricos da perda de transmissão sonora, eq.4.21, para todo o espectro de frequência sob análise, são fornecidos em banda de terça de oitava e encontram-se disponíveis na figura 4-2 e figura 4-2.1.

Para a obtenção dos resultados teóricos utilizaram-se os seguintes dados:

$\rho_m = 2200 \text{ Kg/m}^3$	$h = 0,004 \text{ m}$	$\mu = 0,24$
$c = 343 \text{ m/s}$	$\rho = 1,21 \text{ kg/m}^3$	
$E = 3,90E10 \text{ N/m}^2$	$a = 1,41 \text{ m}$	

O fator de perda " $\eta$ " está disponível no Anexo-4A.

A eficiência de radiação " $\sigma_{rad}$ " está disponível no capítulo 2.

Monta-se a estrutura cônica através da superposição de cilíndricos concêntricos de mesma altura e raios diferentes. Utilizando este critério, faz-se necessário conhecer quantos cilindros estão sendo empregados, a altura dos mesmos e o seus raios, como por exemplo:

\*. dois cilindros alt = 0,705 m

$$rc = 0,430 \text{ m}$$

$$rc = 0,242 \text{ m}$$

\*. quatro cilindros alt = 0,353 m

$$rc = 0,478 \text{ m}$$

$$rc = 0,383 \text{ m}$$

$$rc = 0,289 \text{ m}$$

$$rc = 0,194 \text{ m}$$

\*. seis cilindros alt = 0,234 m

$$rc = 0,493 \text{ m}$$

$$rc = 0,430 \text{ m}$$

$$rc = 0,368 \text{ m}$$

$$rc = 0,305 \text{ m}$$

$$rc = 0,242 \text{ m}$$

$$rc = 0,178 \text{ m}$$

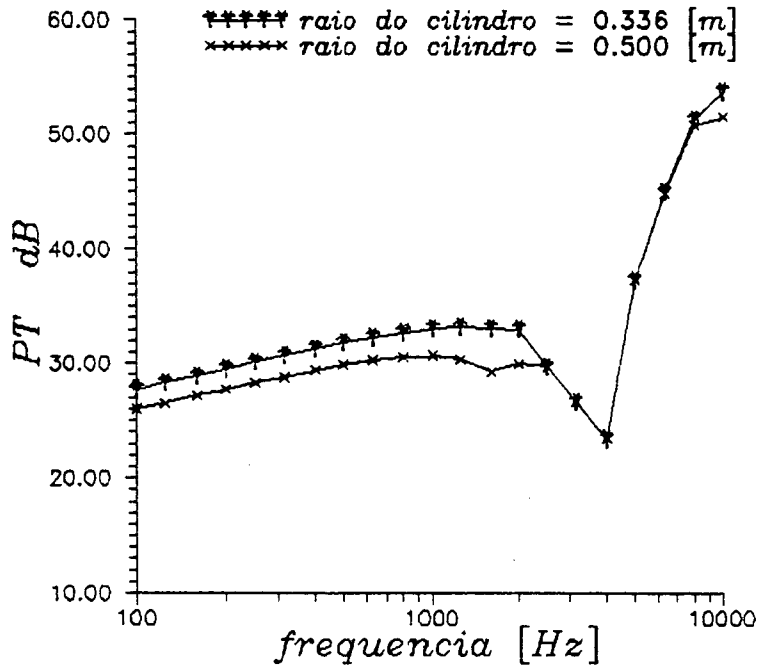


FIGURA 4-2. - Perda de Transmissão Sonora Teórica

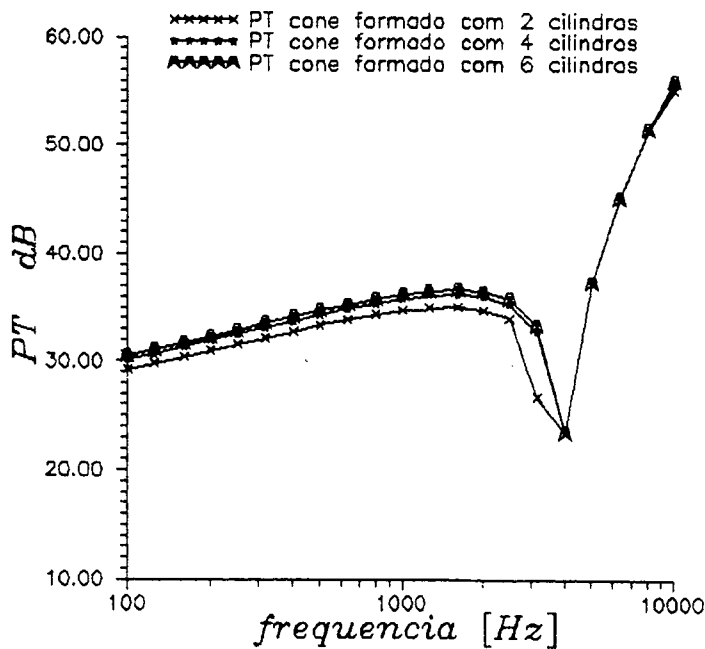


FIGURA 4-2.1 - Perda de Transmissão Sonora Teórica

#### 4.3 PERDA DE TRANSMISSÃO SONORA EXPERIMENTAL

Utilizou-se a câmara reverberante do LVA da UFSC, para simular o campo acústico incidente, conforme estabelecido no desenvolvimento do modelo analítico.

Inicialmente mediu-se o nível de pressão sonora do campo acústico incidente (sem a estrutura), conforme procedimento a ser descrito na seção 4.3.1 "Medição do Campo Sonoro Incidente".

Posteriormente, a estrutura cônica em estudo seria instalada na câmara reverberante, suportada em um único ponto, conforme ilustrado na figura 4-3.

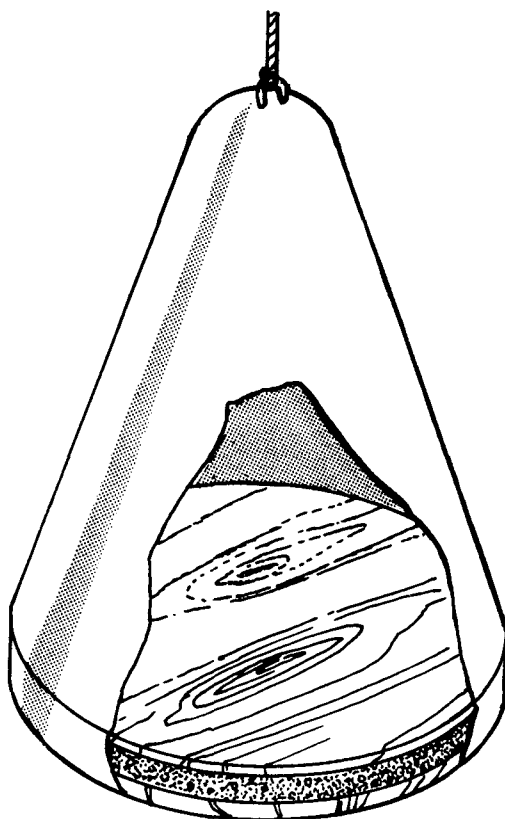


FIGURA 4-3 - Lay-out da instalação da estrutura de estudo

A medição do nível de pressão sonora, do campo acústico transmitido, é realizada de acordo com o procedimento descrito na seção 4.3.2 "Medição do Campo Sonoro Transmitido" e ilustrado na figura 4-4.

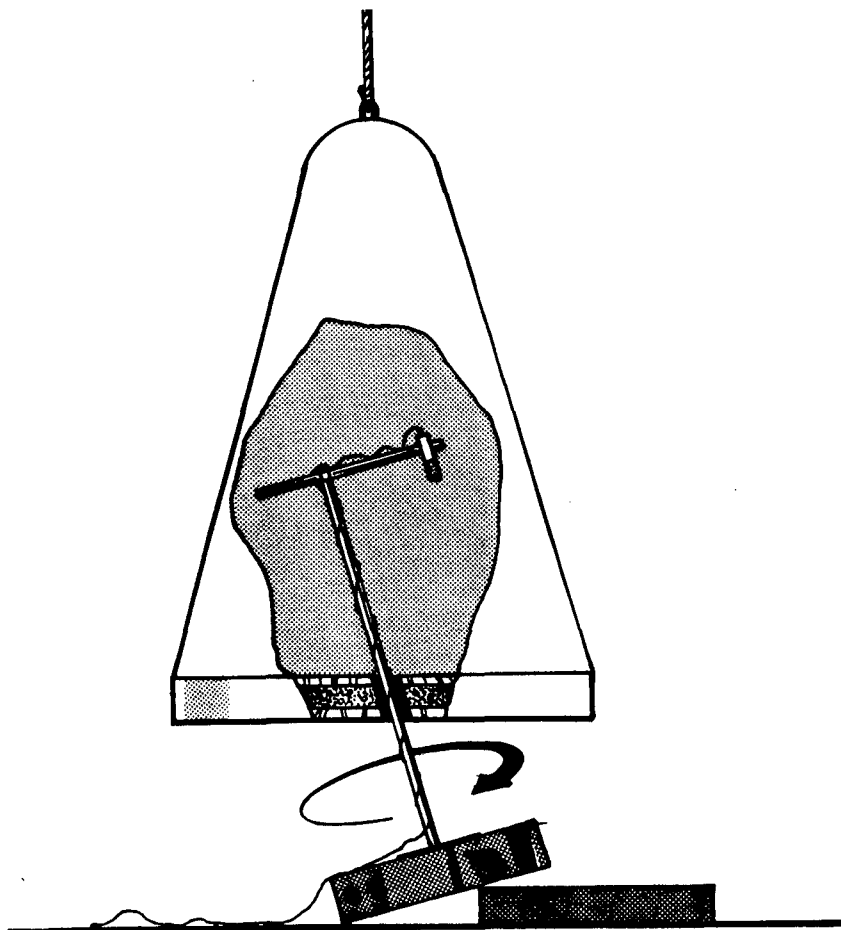


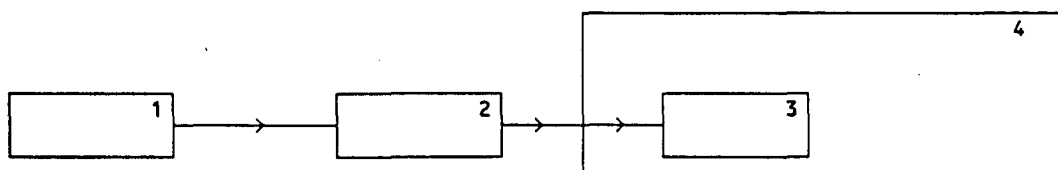
FIGURA 4-4 - Medida do Campo Acústico Transmitido

Para a medida do campo acústico transmitido, através da casca estrutural, foi necessário fechar a base da estrutura cônica de estudo, a fim de evitar a passagem de ondas sonoras por esta região. Utilizou-se para este fechamento uma tampa de madeira-espuma-madeira. Na inserção desta tampa tomou-se o cuidado de não alterar qualquer propriedade da estrutura. Deste modo, evitou-se o contato da tampa com a estrutura, que poderia implicar em aumento de resistência da estrutura cônica nesta seção.

#### 4.3.1 MEDIÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO INCIDENTE

Foi gerado um campo acústico intenso no interior da câmara, utilizando-se a cadeia de excitação acústica mostrada na figura 4-5. O instrumento número 3 desta cadeia foi colocado na interseção de duas paredes

laterais e inclinado com relação ao plano do chão. Esta posição favorece à excitação de todos os modos naturais da câmara.



1. Gerador Aleatório de Seno

B & K - Tipo 1027

2. Amplificador de Potência

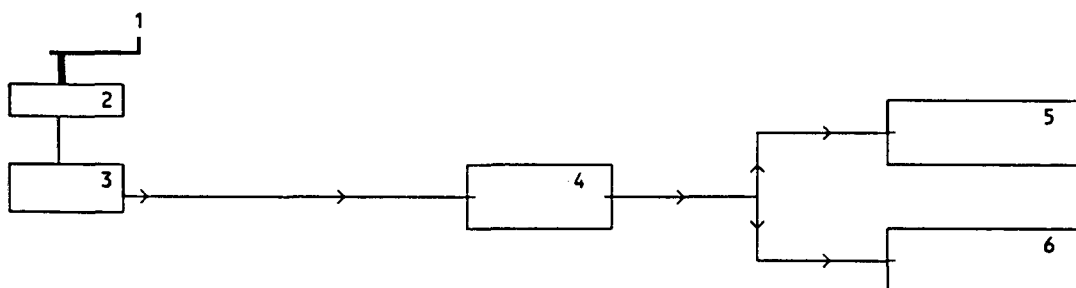
MB Eletronics - Mod.2250 MB

3. Caixa Acústica & Tweeter

4. CR do LVA da UFSC

FIGURA 4-5 - Cadeia de Excitação Acústica

A cadeia de resposta acústica, figura 4-6, foi utilizada para medir a média temporal e espacial do nível de pressão sonora do campo acústico incidente sobre a estrutura em estudo.



1. Microfone Capacitivo - B & K  
Tipo 4165 n<sup>o</sup> 844055

2. Fonte de Alimentação para Microfone  
B & K Tipo 2807

3. Plataforma Giratória - B & K  
B & K Tipo 3922

3. Medidor de Nível Sonoro  
B & K Tipo 2209

5. Osciloscópio - Iwatsu  
SS 5702

6. Analisador Dinâmico de Sinal  
HP 3560 A

FIGURA 4-6 - Cadeia de Resposta Acústica



Estes valores foram obtidos através de 340 médias, equivalendo a (03) três voltas completas do microfone ao redor de seu próprio eixo. Os valores do nível de pressão sonora do campo acústico incidente, encontram-se na figura 4-7.

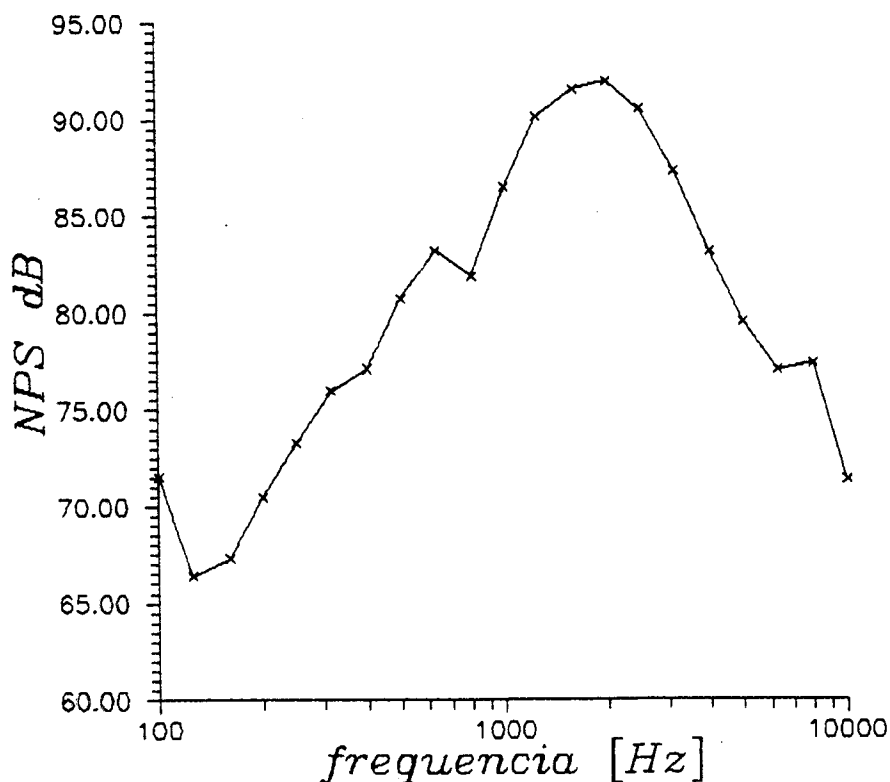


FIGURA 4-7. - Campo Acústico Incidente

#### 4.3.2 MEDIÇÃO DO CAMPO ACÚSTICO TRANSMITIDO

Durante estas medidas, utilizou-se a mesma cadeia de excitação da seção anterior, fig. 4-5, a regulagem dos instrumentos números 1 e 2 são rigorosamente as mesmas. Isto tem por objetivo garantir a geração de um campo acústico idêntico ao caso anterior.

Para a medida do nível de pressão sonora do campo acústico transmitido, utilizou-se a mesma cadeia de resposta da seção anterior. Porém, mediu-se a pressão sonora transmitida em (10) dez pontos aleatoriamente distribuídos no interior da estrutura. A medida foi obtida através de 340 médias equivalente a

(03) três voltas do microfone ao redor de seu eixo, conforme tabela 1 do Anexo - 4A. Foram feitas (03) três medidas com o microfone na posição estática, sem rotação, cujos valores foram obtidos através de 340 médias, conforme as medidas anteriores. As posições do microfone utilizadas nestas medidas são coincidentes com aquelas que foram empregadas quando o mesmo possuía rotação, a saber posição 08, 09 e 10. A tabela 3 do Anexo - 4A apresenta os resultados obtidos nestas duas situações de medidas.

Observou-se que não houve diferença entre estas medidas, indicando que o nível de pressão sonora do campo acústico transmitido possui densidade de energia acústica bem distribuída em todas as faixas de análise, conforme pode ser visto no anexo - 4A tabela 3.

Sendo assim, o valor do nível de pressão sonora do campo acústico transmitido é determinado através do valor médio das (10) dez medidas executadas. Os valores do nível de pressão sonora do campo acústico transmitido encontram-se na figura 4-8.

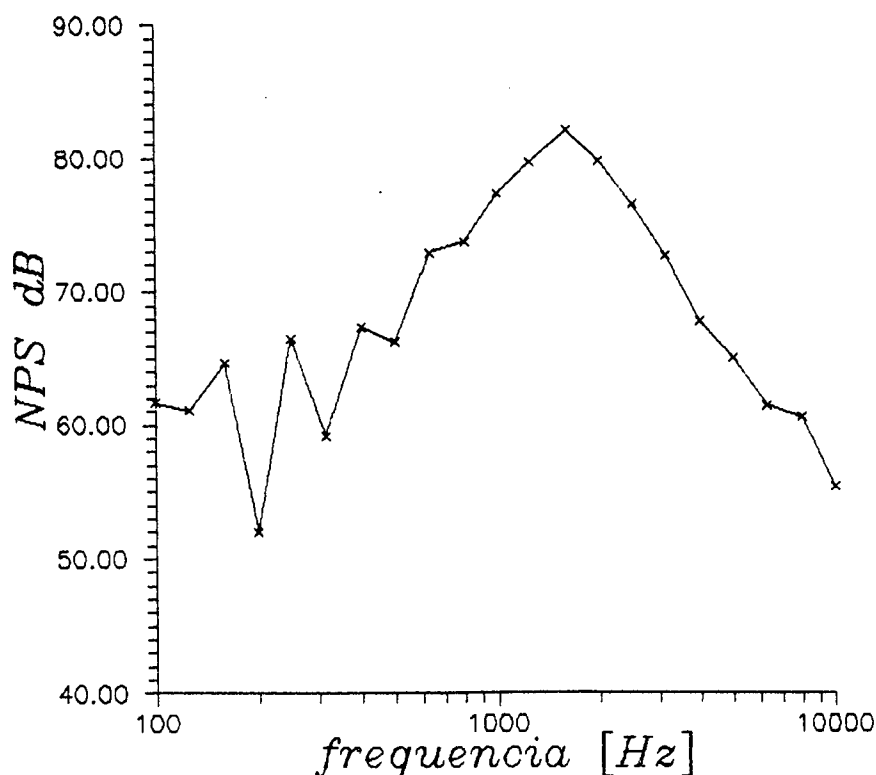


FIGURA 4-8. - Campo Acústico Transmitido

4.3.3 RESULTADO EXPERIMENTAL

Dos ensaios descritos, obtivemos os níveis de pressão sonora dos campos acústico incidente e transmitido. O coeficiente de absorção acústica ( $\alpha$ ) do material em fibra de vidro, disponível na tabela 1 (Reynolds [4.6]).

Tabela 1 - Coeficiente de absorção acústica

$f_0$	100	125	160	200	250	315	400	500	630	800
$\alpha$	0,06	0,06	0,06	0,05	0,05	0,05	0,04	0,04	0,04	0,03

$f_0$	1000	1250	1600	2000	2500	3150	4000	5000	6300	8000
$\alpha$	0,03	0,03	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02	0,02

A determinação da perda de transmissão sonora através da casca estrutural quando exposta a um campo acústico difuso é dada por Beranek [4.7], como sendo:

$$PT = D + 10,0 \log \left[ \frac{1,0}{\alpha} - \frac{3,0}{4,0} \right]$$

4.22

onde: D é a diferença de nível de pressão sonora entre os campos acústico incidente e transmitido, figura 4-9.

Os resultados experimentais da perda de transmissão sonora, eq. 4.22, para todo o espectro de freqüência são fornecidos em faixas de terças de oitava e encontram-se na figura 4-10.

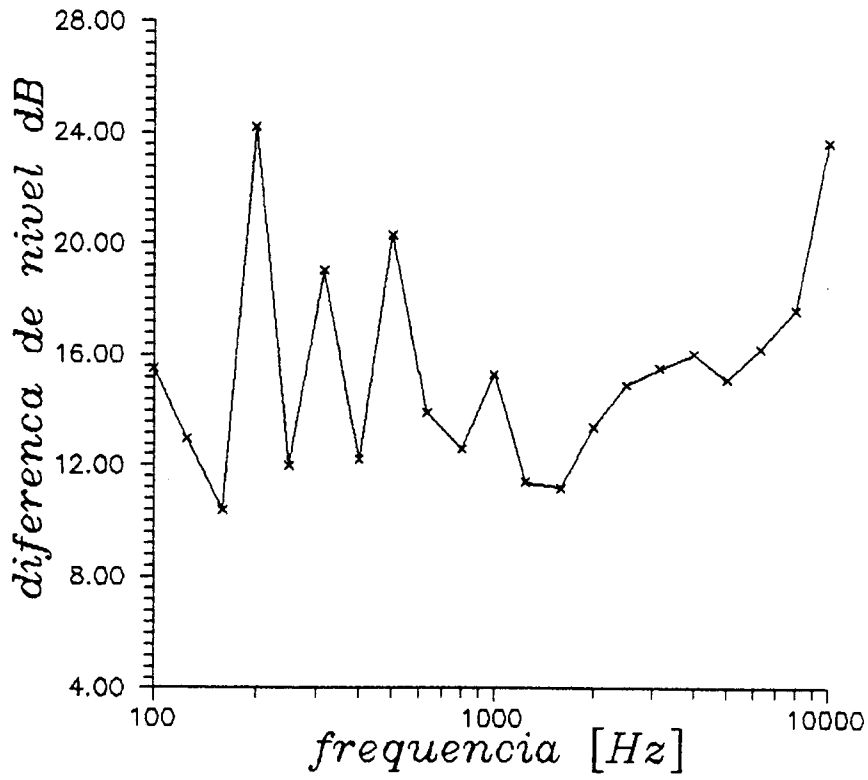


FIGURA 4-9 - Diferença de NPS incidente e transmitido

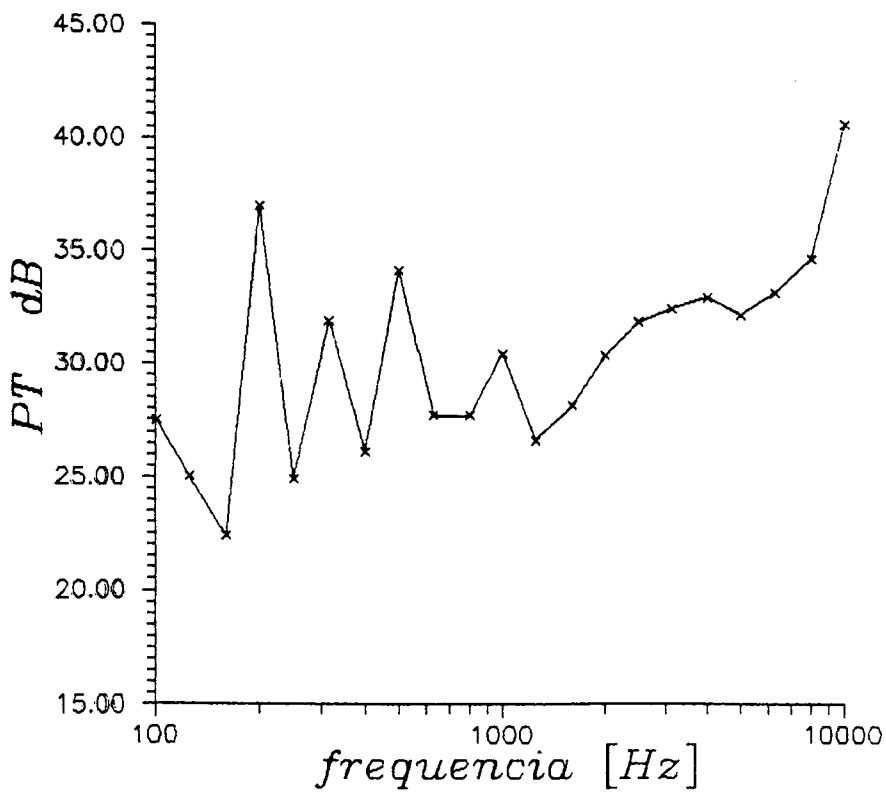


FIGURA 4-10. - Perda Transmissão Sonora Experimental

#### 4.4 CONCLUSÃO

Na figura 4-2 verifica-se que a PT é superior quando utiliza-se cilindro com raio menor. Isto é observado até a frequência central de 2500 Hz.

Na última faixa de frequência, novamente observa-se a superioridade da PT encontrada para cilindro de raio menor.

Na figura 4-2.1, o aumento do número de cilindros na formação do cone, implicou em um ligeiro aumento da PT, até a frequência de 4000 Hz. Porém esta variação da PT com o aumento do número de cilindros, torna-se desprezível com mais de seis cilindros.

Observa-se na figura 4-11, que há uma variação do valor teórico previsto da perda de transmissão quando comparado com os dados experimentais na região acima da frequência crítica (3740 Hz).

Provavelmente, esta variação deve-se ao efeito de curvatura que é mais importante em cascas cônicas nesta região, quando comparado com o das cascas cilíndricas. Deve-se lembrar que o modelo de previsão utilizado foi inicialmente desenvolvido para cascas cilíndricas, onde o mesmo apresenta boa concordância com os resultados experimentais. Sendo assim, para frequências maiores que a frequência de coincidência há a necessidade de um aprimoramento deste modelo.

Abaixo da frequência de coincidência, o modelo teórico de previsão apresenta boa concordância com os resultados experimentais. A maior divergência foi encontrada para frequência central de 200 Hz, onde ocorreu uma perda de transmissão grande, provavelmente devido a um forte efeito de acoplamento do campo acústico interno. Nesta faixa de frequência observou-se um valor de " D " maior que o encontrado em outras faixas de análise.

O comportamento das curvas de PT observado na figura 4-12 é semelhante ao da figura 4-11. A única diferença entre estas curvas, é que os valores contidos na figura 4-12 estão superestimados em relação aos da figura 4-11.

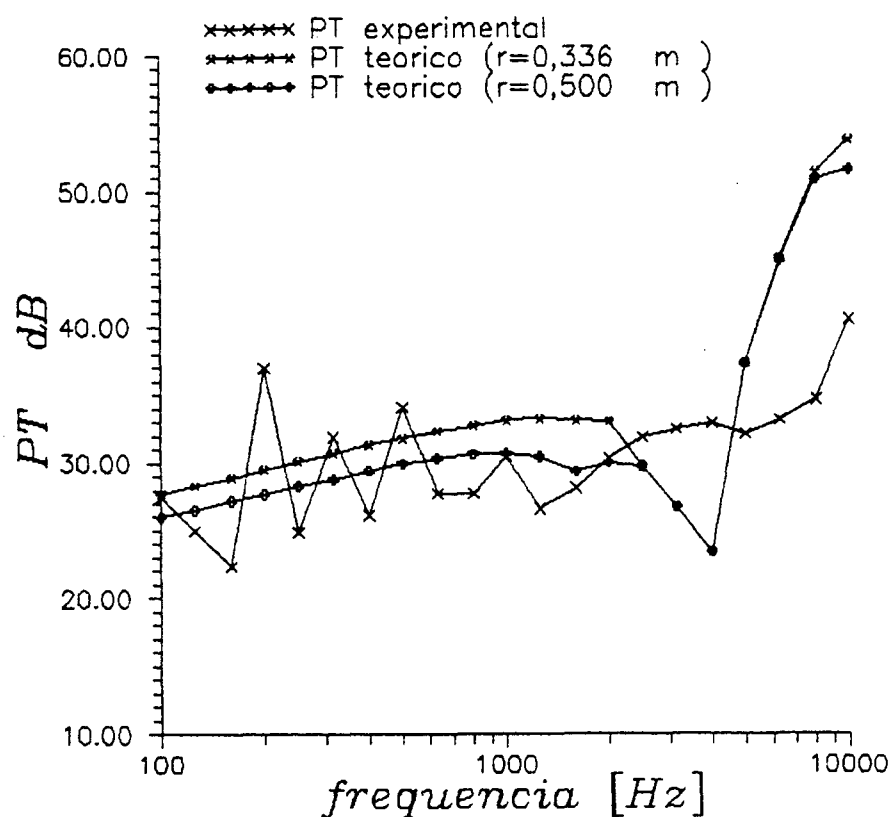


FIGURA 4-11. - Perda de Transmissão da Casca Estrutural

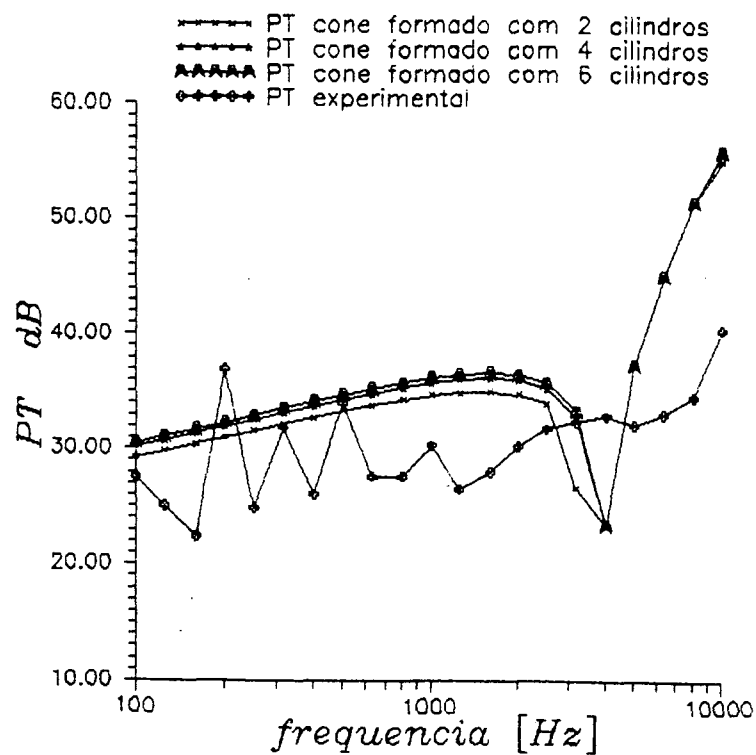


FIGURA 4-12 - Perda de Transmissão da Casca Estrutural

#### 4.5 REFERÊNCIAS

- [4.1] GERGES, Samir N. Y., "Ruído: Fundamentos e Controle", Imprensa Universitária, UFSC 1992.
- [4.2] SMITH, P.W., "Response and Radiation of Structural Modes Excited by Sound", Journal of the Acoustical Society of America, vol 34 (5), pp 640 - 647, 1962.
- [4.3] WANG, Y.S., Crocker, M.J. and Raju, P.K., "Theoretical and Experimental Evaluation of Transmission Loss of Cylinders", AIAA Journal, vol 21 (2), PP 186 - 192, 1983.
- [4.4] SZECHENYI, E., "Sound Radiation and Transmission into Unstiffened Cylinders", Institute of Sound and Vibration Research - University of Southampton, 1970.
- [4.5] BERANEK, L.L., "Noise and Vibration Control", McGraw - Hill New York, 1971.
- [4.6] REYNOLDS, D.D., "Engineering Principles of Acoustics, Noise and Vibration Control", Allyn and Bacon INC., 1981.
- [4.7] BERANEK. L, "Acoustics", McGraw - Hill New York, 1954.

## CAPITULO 5 - CONCLUSÕES E SUGESTÕES

O presente trabalho teve por objetivo fornecer uma avaliação do comportamento de um segmento estrutural de interesse de um veículo espacial quando excitado por campo acústico. Sendo assim, fazem-se aqui comentários dos estudos desenvolvidos nos capítulos anteriores, bem como algumas sugestões para trabalhos futuros.

O modelo teórico utilizado na predição da potência acústica irradiada apresentou resultados bons quando comparados com os dados experimentais. É evidente que há divergência entre os resultados, mas deve-se salientar que este modelo teórico foi desenvolvido para estruturas cilíndricas, enquanto que a estrutura sob estudo e conseqüentemente ensaiada é um cone. Mesmo assim, os resultados teóricos apresentados poderão ser utilizados para fins de projeto, visto que conhece-se a imprecisão do mesmo.

O modelo teórico utilizado para estimar a resposta dinâmica da estrutura à excitação acústica não é adequado, visto que o resultado da comparação entre os dados experimentais e teóricos não foi satisfatório. Sabe-se que uma das exigências do modelo não foi respeitada, pois o mesmo exige explicitamente um mínimo de seis modos no interior de cada banda de freqüência. O não atendimento deste requisito mostrou-se bastante desfavorável para as freqüências centrais abaixo de 800 Hz. Acima desta freqüência central os resultados da comparação teórico-experimental são melhores, e apresentam uma tendência mais favorável de convergência entre as curvas experimental e teórica. Uma avaliação futura interessante seria adotar a largura da banda de freqüência com percentual variável. Isto permitiria garantir bandas suficientemente largas nas baixas freqüências, de modo a conter os seis modos no seu interior.

O modelo teórico empregado para a avaliação da perda de transmissão sonora da casca estrutural apresentou bons resultados até a freqüência de



coincidência, neste caso 3740 Hz. Após esta frequência houve divergência entre os resultados experimentais e teóricos. A provável causa desta divergência deve encontrar-se na influência exercida pela curvatura da geometria na perda de transmissão sonora.

Para o desenvolvimento de trabalhos futuros em acústica aplicada à área aeroespacial sugere-se o uso de métodos numéricos utilizando elementos de contorno, com ênfase nos seguintes tópicos:

- a. resposta de segmentos estruturais excitados por campo sonoro direcional;
- b. resposta de estruturas leves excitadas por campo sonoro difuso;
- c. radiação de segmentos estruturais;
- d. resposta de cavidades no interior do veículo espacial quando excitadas por campo sonoro;
- e. estudo de transmissão sonora através de:
  - casca curvilíneas;
  - região inter-estágios.

Ressalta-se também a necessidade de avaliar, com métodos analíticos e/ou numéricos, a resposta de segmentos estruturais e/ou componentes sensíveis, quando excitados pelo ruído aerodinâmico e por choques. Estes choques são provocados por mecanismos de separação de estágios e/ou ondas de choque devido ao escoamento de alta velocidade (transônico, supersônico e hipersônico) em torno do veículo.

## ANEXO-2A - Determinação do coeficiente de integração $A_m$

### 2A-1 - SIMBOLOGIA

$A_m$	coeficiente
$c$	velocidade do som no meio [m/s]
$f_0$	freqüência central da faixa [Hz]
$H_m$	função de Hankel de ordem "m"
$H'_m$	derivada da função de Hankel de ordem "m"
$k_z$	número de onda axial $k_z = \pi S_a / L$
$\bar{k}^2$	número de onda $\bar{k}^2 = k_0^2 - k_z^2$
$k$	número de onda radial
$k_0$	número de onda acústica $k_0 = \omega / c$
$L$	altura da casca cônica [m]
$m$	número do modo de vibração circunferencial
$P$	pressão sonora [ $N/m^2$ ]
$r, \phi, z$	coordenadas cilíndricas
$S_a$	número do modo de vibração axial
$t$	tempo [s]
$V_0$	amplitude da velocidade de partícula [m/s]
$\rho$	massa específica do meio [ $kg/m^3$ ]
$\delta(k)$	delta de Dirac

Derivando a eq. da pressão sonora com relação ao raio (r):

$$\left. \frac{\partial P(r, \phi, z, t)}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{e^{-i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\phi m) H_m(\bar{k}r) e^{ikz} dk \right] \Big|_{r=a}$$

$$\left. \frac{\partial P(r, \phi, z, t)}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{e^{-i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\phi_m) \left. \frac{\partial H_m(\bar{k}r)}{\partial r} \right|_{r=a} e^{ikz} dk \quad 2A.1$$

temos que:

$$\left. \frac{\partial H_m(\bar{k}r)}{\partial r} \right|_{r=a} = \bar{k} H'_m(\bar{k}a) \quad 2A.2$$

Substituindo a eq. 2A.2 em 2A.1, obtemos:

$$\left. \frac{\partial P(r, \phi, z, t)}{\partial r} \right|_{r=a} = \frac{e^{-i\omega t}}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\phi_m) \bar{k} H'_m(\bar{k}a) e^{-ikz} dk \quad 2A.3$$

Substituindo a eq.2A.3 em 2.13 temos:

$$-i 2\pi \omega \rho V_0 \cos(m\phi) \sin(k_z z) e^{-i\omega t} =$$

$$= e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\phi_m) \bar{k} H'_m(\bar{k}a) e^{ikz} dk \quad 2A.4$$

lembrando que:  $k_z = \frac{\pi S_a}{L}$ , onde  $S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Multiplicando a eq. 2A.4 por  $\cos(p\phi)$  e fazendo a integração temos:

$$- \int_0^{2\pi} i 2\pi \omega \rho V_0 \cos(m\phi) \sin(k_z z) \cos(p\phi) d\phi =$$

$$\int_0^{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} A_m \cos(\phi - m) \cos(p - \phi) k \bar{H}_m(ka) e^{ikz} dk d\phi \quad 2A.5$$

onde,  $S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Aplicando a propriedade da ortogonalidade da função cosseno, na eq.

2A.5, tem-se:

$p \neq m \Rightarrow$  a integral, eq. 2A.5, será zero

$p = m \Rightarrow$  temos

$$\begin{aligned} -i 2 \pi V_0 \sin(k_z z) \int_0^{2\pi} \cos^2(m \phi) d\phi = \\ = \int_{-\infty}^{\infty} A_m \cos(\phi - m) \bar{k} H'_m(\bar{k}a) e^{ikz} dk \int_0^{2\pi} \cos^2(m \phi) d\phi \end{aligned} \quad 2A.6$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Reescrevendo a eq. 2A.6 de uma maneira mais conveniente:

$$-i 2 \pi \omega \rho V_0 \sin(k_z z) = \int_{-\infty}^{\infty} A_m \bar{k} H'_m(\bar{k}a) e^{ikz} dk \quad 2A.7$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

Aplicando a transformada de Fourier, eq. 2.4, na eq. 2A.7, tem-se:

$$A_m \bar{k} H'_m(\bar{k}a) = -i 2 \pi \omega \rho V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \sin(k_z z) e^{-ikz} dz \quad 2A.8$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$

$$S_a = 1, 2, 3, \dots$$

$$\text{sen}(k_z z) = \frac{e^{ik_z z} - e^{-ik_z z}}{2i}, \text{ substituindo este valor em 2A.8, temos:}$$

$$A_m \bar{k} H'_m(\bar{k}a) = -i 2 \pi \omega \rho V_0 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{ik_z z} - e^{-ik_z z}}{2i} e^{-ikz} dz \quad 2A.9$$

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$$

Reescrevendo a eq. 2A.9 de maneira conveniente:

$$A_m \bar{k} H'_m(\bar{k}a) = -\pi \omega \rho V_0 \left[ \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k-k_z)z} dz - \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i(k+k_z)z} dz \right] \quad 2A.10$$

onde  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$$

A função impulso de Dirac, é definida como sendo:

$$\delta(k) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{-ikz} dz$$

Aplicando a definição de função impulso de Dirac, na eq. 2A.10, tem-se:

$$A_m \bar{k} H'_m(\bar{k}a) = -\pi \omega \rho V_0 \left[ \delta(k-k_z) - \delta(k+k_z) \right] \quad 2A.11$$

onde  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$$

O valor do coeficiente  $A_m$  será:

$$A_m = - \frac{\pi \omega \rho V_0 \left[ \delta(k - k_z) - \delta(k + k_z) \right]}{\bar{k} H'_m(\bar{k}a)}$$

2A.12

onde:  $m = 0, 1, 2, 3, 4, \dots$

$S_a = 1, 2, 3, 4, \dots$

# ANEXO - 2B - Registro do Tempo de Reverberação

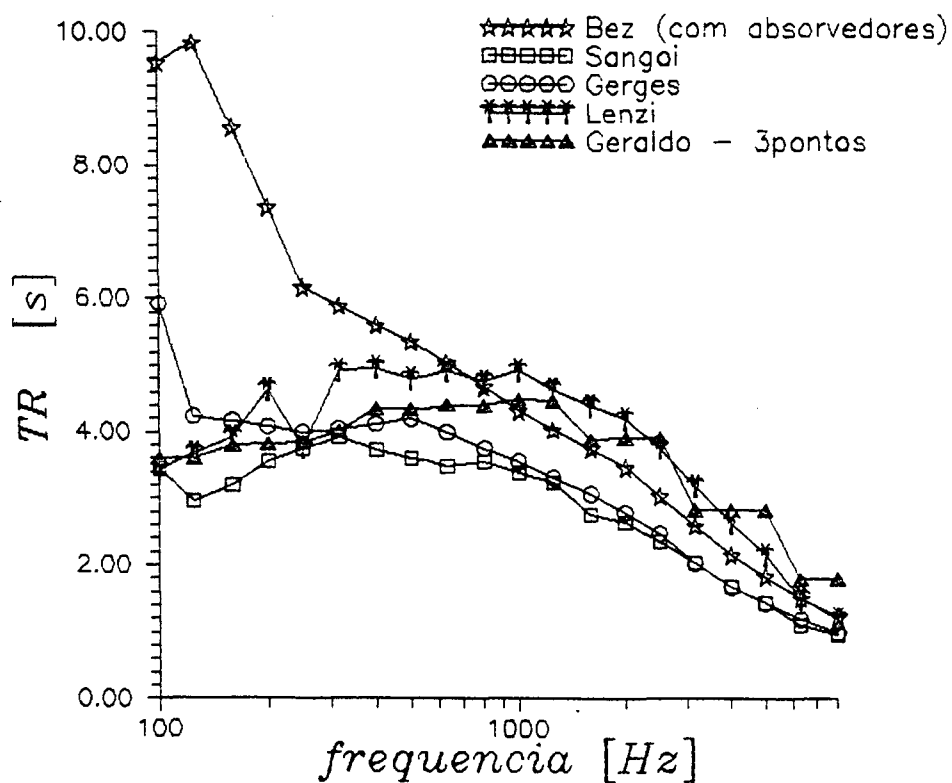


FIGURA 2B-1 - Registro do TR da CR do LVA da UFSC

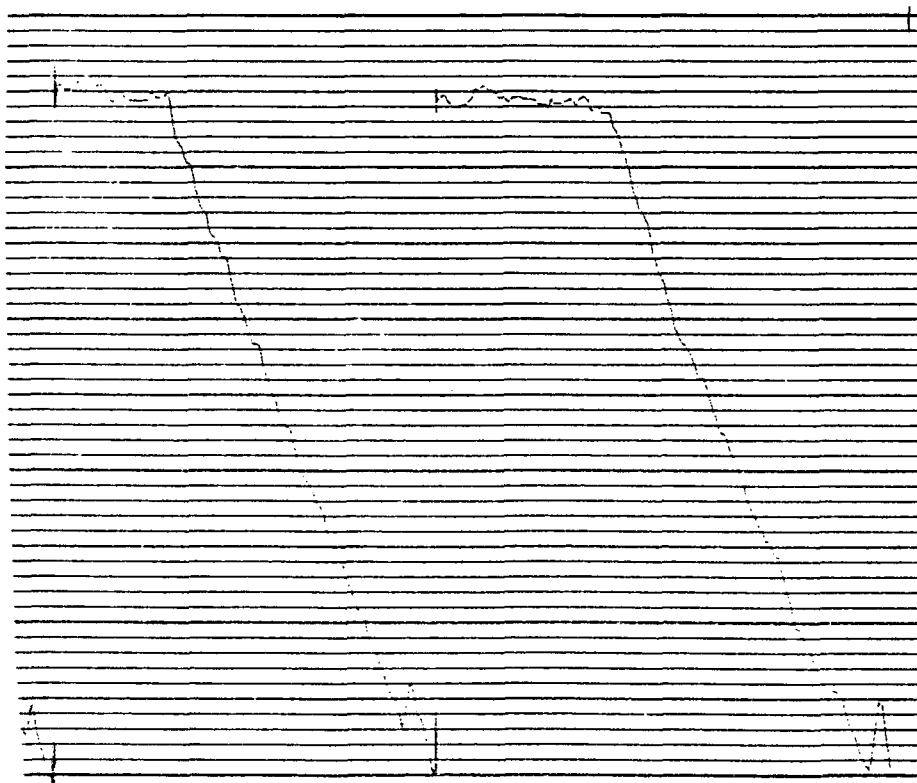


FIGURA 2B-2 - Registro típico do TR da CR do LVA da UFSC

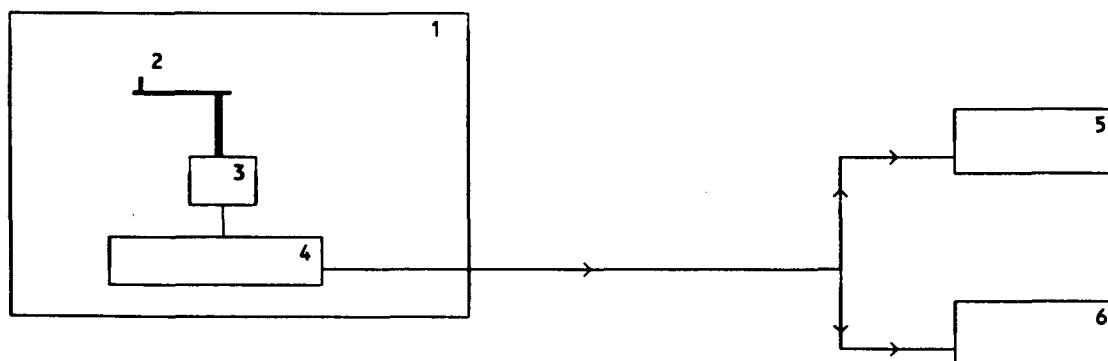
posição 1 -  $f_0 = 400$  Hz

## ANEXO - 2C - Medição digital do NPS irradiado pela estrutura

### 2C-1 - SIMBOLOGIA

NPS	Nível de Pressão Sonora dB
NR1	Nível de ruído excitador-casca cônica dB
NR2	Nível de ruído excitador dB
NR3	Nível de ruído de fundo dB
NWS	Nível de Potência Sonora dB

A medição digital tem por objetivo, eliminar os possíveis erros advindos na obtenção dos valores lidos diretamente no mostrador dos equipamentos, por exemplo Analisador de Frequência B & K, Tipo 2120. A cadeia de excitação é a mesma mostrada na figura 2-12, enquanto que a cadeia de resposta adotada é mostrada na figura 2C-1 a seguir.



1. CR do LVA

2. Microfone Capacitivo B & K

Tipo 4165 n° 1330603

3. Fonte de Alimentação para Microfone  
B & K Tipo 2807

4. Plataforma Giratória B & K  
Tipo 3922

5. Analisador de frequência B & K  
Tipo 2120

6. Analisador Dinâmico de Sinais  
Tipo HP-3560A

FIGURA 2C-1 - Cadeia de Resposta Digital



No equipamento 6 adotou-se o número de 141 médias, o que equivale a três voltas completas do microfone ao redor do seu eixo. A manutenção do analisador de Freqüência B & K tipo 2120 na cadeia de resposta tem por objetivo verificar se haveria alguma saturação nas medições durante o ensaio.

A única diferença entre as medidas digital e analógicas, refere-se as opções que foram criadas no equipamento 2, da cadeia de excitação, figura 2-12. Neste equipamento foram determinadas três opções de medições, a saber:

\* caso 1 - Regulou-se o amplificador de potência, equipamento 2 da figura 2-12, com atenuação de 0 dB. Os resultados encontrados estão na tabela 5.

\* caso 2 - Regulou-se o amplificador de potência, equipamento 2 da figura 2-12, com atenuação de 10 dB. Os resultados encontrados estão na tabela 6.

\* caso 3 - Regulou-se o amplificador de potência, equipamento 2 da figura 2-12, com atenuação de 20 dB. Os resultados encontrados estão na tabela 7.

Tabela 5 - Medida Digital do Ruído em dB, caso 1

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
100	41,26	30,19	17,90
125	51,37	39,02	34,08
160	51,67	43,18	13,11
200	50,77	46,92	13,75
250	56,92	45,99	22,79
315	57,14	41,49	17,64
400	68,52	35,54	19,09
500	62,75	42,18	17,58
630	68,50	52,27	15,79
800	69,57	53,56	17,31
1000	70,24	54,54	17,33

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
1250	71,52	55,28	17,51
1600	73,52	50,93	18,73
2000	68,21	50,75	20,73
2500	65,48	53,49	20,64
3150	65,56	50,61	21,51
4000	64,99	52,10	22,55
5000	62,82	48,09	23,19
6300	57,21	48,03	22,76
8000	51,22	46,19	24,48
10000	45,95	43,41	25,63

Tabela 6 - Medida Digital do Ruído em dB, caso 2

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
100	33,86	23,03	17,90
125	44,35	36,30	34,08
160	34,75	34,21	13,11
200	42,65	37,27	13,75
250	49,49	37,59	22,79
315	49,24	33,73	17,64
400	61,23	27,99	19,09
500	55,68	33,21	17,58
630	61,99	43,39	15,79
800	64,22	44,27	17,31
1000	66,30	45,74	17,33

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
1250	69,77	46,40	17,51
1600	71,44	42,24	18,73
2000	67,60	42,09	20,73
2500	62,61	44,51	20,64
3150	57,91	41,95	21,51
4000	55,36	43,72	22,55
5000	51,96	39,58	23,19
6300	46,52	38,68	22,76
8000	41,88	37,58	24,48
10000	37,49	34,40	25,63

Tabela 7 - Medida Digital do Ruído em dB, caso 3

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
100	24,77	20,07	17,90
125	38,28	35,72	34,08
160	34,02	26,08	13,11
200	32,88	28,93	13,75
250	39,58	29,51	22,79
315	39,37	25,72	17,64
400	51,12	22,49	19,09
500	45,68	25,49	17,58
630	51,99	34,65	15,79
800	54,22	35,25	17,31
1000	56,30	36,92	17,33

Freq. [Hz]	NR1	NR2	NR3
1250	59,77	37,88	17,51
1600	61,44	33,58	18,73
2000	57,60	33,53	20,73
2500	52,61	35,91	20,64
3150	48,91	33,58	21,51
4000	44,64	35,27	22,55
5000	41,92	31,29	23,19
6300	36,86	29,83	22,76
8000	31,71	29,44	24,48
10000	27,20	25,98	25,63

Com o mesmo procedimento adotado nas medições analógicas, seção 2.3.6 capítulo 2, obtém-se o Nível de Pressão Sonora (NPS) do campo acústico irradiado pela casca vibrando os resultados encontram-se na figura 2C-2.

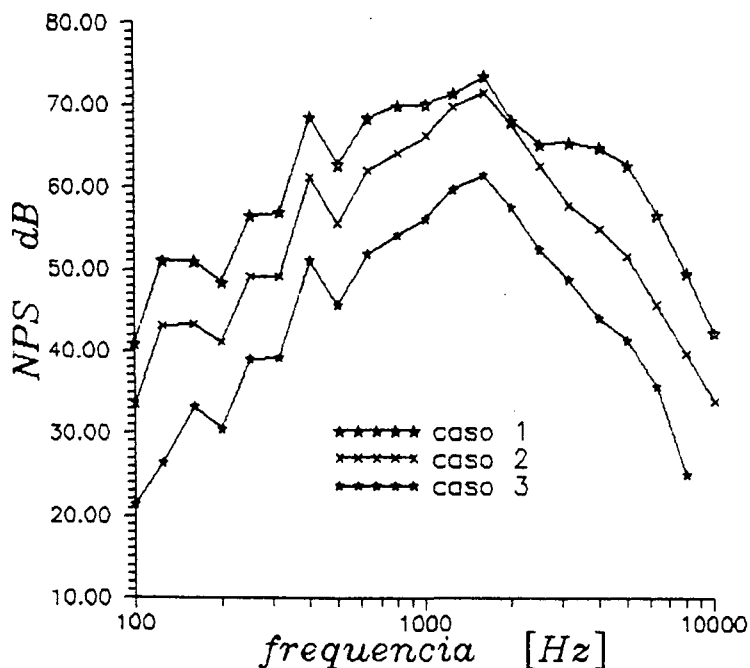


FIGURA 2C-2 - NPS Digital Irradiado pela Estrutura

Através da eq. 2.34 determina-se o Nível de Potência Sonora (NWS) e seu resultado está disponível na figura 2C-3.

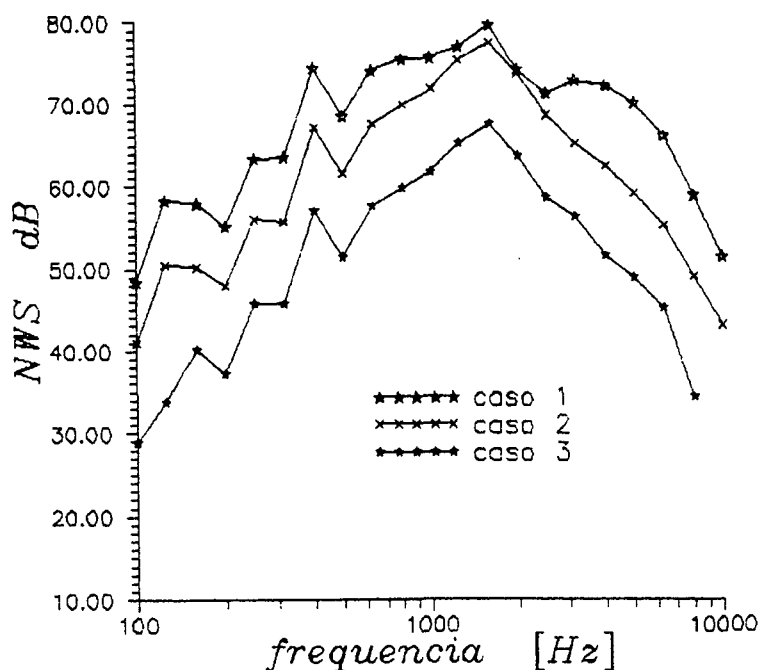


FIGURA 2C-3 - NWS Digital Experimental

## ANEXO - 2D - Integração numérica

### 2D-1 - SIMBOLOGIA

$I_s$	Integral de Simpson
$f(x)$	função a ser integrada
$h$	largura do sub-intervalo
$m$	número de modo de vibração circunferencia
$n$	número de sub-intervalos
$S_a$	número do modo de vibração axial
$x_0$	limite inferior do agumento da função
$x_n$	limite superior do argumento da função

As eqs. 2.31 e 2.32, para  $S_a$  ímpar e par respectivamente, só admitem solução fechada quando adotam-se valores para número de modos circunferenciais ( $m$ ) e número de modos axiais ( $S_a$ ). Mesmo assim, faz-se necessária a solução numérica da integral que estas equações apresentam.

O método de solução numérica empregado na solução das referidas eqs. é o de Simpson, com sistemática recursiva. A exigência imposta pelo método é que o número de sub-intervalos seja par, entre os limites de integração inferior e superior.

A sistemática recursiva é uma maneira pela qual estabelece-se que a solução numérica da integral esteja abaixo de uma tolerância desejada, através do aumento do número de sub-intervalos considerados.

A solução numérica pelo método de Simpson é dada pela eq.:

$$I_s \cong \frac{h}{3} \left[ f(x_0) + 4 f(x_1) + 2 f(x_2) + \dots + 2 f(x_{n-2}) + 4 f(x_{n-1}) + f(x_n) \right]$$

O erro absoluto cometido pelo método numérico de Simpson é proporcional a "h" elevado a quarta potência Bajpai[2.6].

ANEXO - 2E - Medição digital da resposta da casca cônica  
quando excitada pelo excitador

2E-1 - SIMBOLOGIA

CR	Câmara Reverberante
LVA	Laboratório de Vibrações e Acústica
UFSC	Universidade Federal de Santa Catarina

A medição digital da velocidade de vibração induzida à casca da estrutura cônica pelo excitador, foi realizada conforme mostra a figura 2E-1. Como pode ser observado, nesta figura, o contato entre a estrutura cônica e o excitador é pontual. Este tipo de contato tem por finalidade não alterar a massa da estrutura sob ensaio, visto que a alteração da massa da estrutura implica em mudança no comportamento dinâmico da mesma.

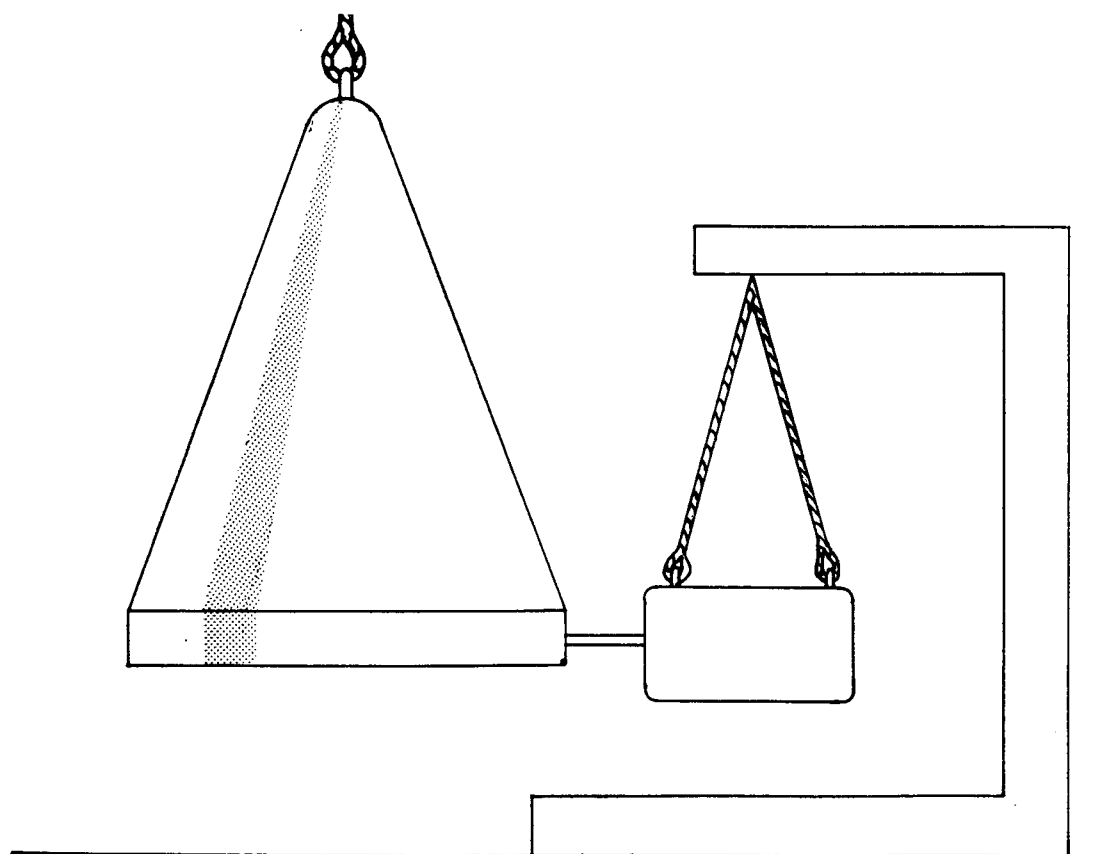
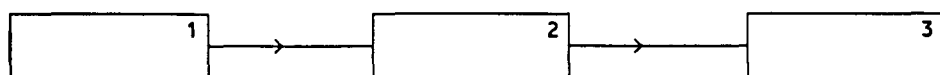


FIGURA 2E-1 - Lay-out do experimento

Foram utilizados trinta pontos de medição aleatoriamente distribuídos sobre a casca, compreendidos por um ângulo interno de  $180^{\circ}$ . A cadeia de excitação empregada neste ensaio esta na figura 2E-2.

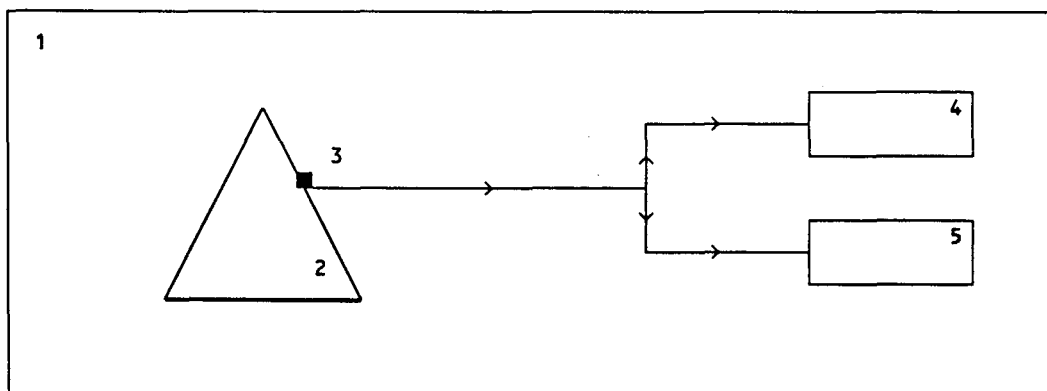


- |   |  |
|---|--|
| 1. Gerador Aleatório de Seno B & K<br>Tipo 1027 | 2. Amplificador de Potência B & K<br>Tipo 2706 |
| 3. Excitador B & K                              |  |

FIGURA 2E-2 - Cadeia de Excitação

Semelhante ao Anexo-2C, no equipamento 2 da figura anterior foram utilizados três valores de atenuação, a saber: 0 dB; 10 dB e 20 dB, os quais serão referidos como: caso1, caso2 e caso3 respectivamente.

A cadeia de resposta empregada no experimento está mostrada na figura abaixo.



- |  |  |
|--|--|
| 1. CR do LVA da UFSC                   | 2. Casca Cônica                                    |
| 3. Acelerômetro PCB                    | 4. Analisador Dinâmico de Sinais<br>Tipo HP-3560 A |
| 5. Osciloscópio Iwatsu<br>Tipo SS 5702 |  |

FIGURA 2E-3 - Cadeia de Resposta

## ANEXO - 3A - Avaliação da densidade modal

### 3A-1 - SIMBOLOGIA

B	Parâmetro modal
E	módulo de Young [N/m <sup>2</sup> ]
f <sub>0</sub>	freqüência central da faixa [Hz]
f <sub>ci</sub>	freqüência circular 1/(2πr)(E/ρ <sub>m</sub> ) <sup>0,5</sup> [Hz]
h	espessura da casca cônica [m]
L	altura da casca cônica [m]
n(ω <sub>0</sub> )	densidade modal [modos/rd/s]
r	raio da base do cone [m]
ν <sub>0</sub>	relação f <sub>0</sub> /f <sub>ci</sub>
ρ <sub>m</sub>	massa específica da casca cônica [kg/m <sup>3</sup> ]

A densidade modal de uma casca cilíndrica foi estudada por Szechenyi, E. [3.6], que estabeleceu a seguinte relação:

$$n(\omega_0) = \frac{B r}{\pi h \omega_{ci}} \quad 3A-1$$

Szechnyi, E. [3.6] determinou o parâmetro modal de forma empírica, em função da razão de freqüência. Este procedimento foi aplicado em estudos de cascas cilíndricas e apresentou bons resultados quando comparados com trabalhos experimentais, como por exemplo os apresentados por Heckl, M. [3.6].

Os valores do parâmetro modal são determinados por regiões assim discriminadas:

$$\nu_0 \leq 0,48 \quad B = 2,5 \left( \nu_0 \right)^{1/2}$$

$$0,48 < \nu_0 \leq 0,83 \quad B = 3,6 \nu_0$$



Para a razão de frequência menor que 0,83 (  $\nu_0 \leq 0,83$  ), o parâmetro modal é independente da banda de frequência de análise. Porém para razão de frequência maior que 0,83 (  $\nu_0 > 0,83$  ) o parâmetro modal é função da banda de frequência de análise, sendo assim temos:

$$B = 2,0 + \frac{0,23}{(F - 1,0/F)} \left[ F \cos \left[ \frac{1,745}{F^2 \nu_0^2} \right] - \frac{1,0}{F} \cos \left[ \frac{1,745 F^2}{\nu_0^2} \right] \right]$$

onde:

$F = 1,122$  para banda em terça de oitava

$F = 1,414$  para banda em oitava

Desta maneira a densidade modal será obtida através da eq. 3A-1. A mesma apresenta valores com erro máximo de 8% quando comparado com os resultados experimentais apresentados por Heckl, M. [3.7]. Erros maiores aparecem para a razão de frequência menor que 0,02 (  $\nu_0 < 0,02$  ). Nesta região de baixa frequência a densidade modal é também bastante baixa, de tal sorte que este erro pouco irá influenciar no resultado.

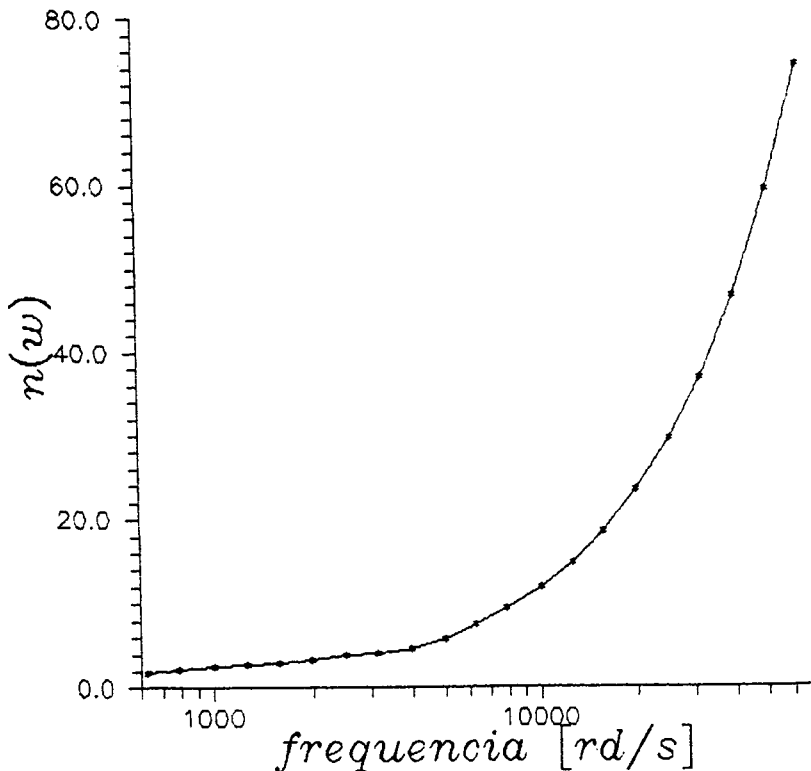


FIGURA 3A-1 - Densidade Modal

## ANEXO - 3B - Reciprocidade e diretividade

### 3B-1 - SIMBOLOGIA

$c$	velocidade do som no meio [m/s]
$\langle I_t \rangle$	intensidade média total [Watt/m <sup>2</sup> ]
$k$	número de onda $k = \omega/c$
$i$	$(-i)^{0,5}$
$(r, t, \Omega)$	coordenadas de posição, tempo e direção
$P_{rad}$	pressão sonora irradiada [N/m <sup>2</sup> ]
$R$	distância fonte-receptor [m]
$V$	velocidade [m/s]
$V_0$	amplitude da velocidade [m/s]
$\langle W_t \rangle$	potência sonora média total [Watt]
$\rho$	massa específica do meio [Kg/m <sup>3</sup> ]
$\omega_0$	freqüência central da faixa [rd/s]

De uma maneira geral, a energia sonora irradiada de uma estrutura vibrando ocorre em todas as direções. Porém a intensidade sonora varia com a direção, esta variação é chamada de diretividade. Entretanto, quando uma estrutura apresenta movimento vibratório, este é também função da direção.

A força de bloqueio gerada devido a incidência de um campo sonoro, varia com a direção de incidência das ondas sonoras, esta variação é devida ao parâmetro de acoplamento, eq.[3.1]. Desta maneira, a estrutura apresenta dupla diretividade, a saber:

- \* quando é excitada por um campo sonoro incidente;
- \* quando vibra irradiando ondas sonoras.

Este importante fenômeno é chamado de princípio da reciprocidade. Através deste princípio observam-se dois aspectos de diretividade similares

Smith [3.8]. Considere duas situações:

1. admite-se que uma estrutura apresente movimento vibratório, com tom puro em um simples modo, sendo a amplitude complexa da velocidade é:

$$V = V_0 e^{(\omega t - kR)i} \quad 3B-1$$

O campo acústico irradiado será determinado, através de varias medições pontuais em diferentes direções. Todos esses pontos de medição estarão a grande distância da estrutura. A amplitude complexa da pressão sonora medida ( $P_{rad}$ ) será proporcional à velocidade (V) e variará com a direção.

2. será avaliada a força de bloqueio, devido a fonte sonora localizada nos mesmos pontos de medição usados na situação anterior. Qualquer que seja a direção de irradiação da fonte sonora, as ondas incidentes sobre a estrutura serão consideradas planas, devido à grande distância fonte-receptor e terão a mesma amplitude complexa de pressão sonora (as distâncias fonte-receptor são as mesmas).

A conclusão advinda do princípio da reciprocidade é de que a variação com a direção da pressão radiada ( $P_{rad}$ ) e da pressão de bloqueio ( $P_{bl}$ ) são similares, Smith [3.3]. Analiticamente, escreve-se a magnitude da pressão radiada e da pressão de bloqueio como sendo:

$$\left| \frac{P_{rad}(r, t, \Omega)}{V} \right| = \frac{\rho \omega}{4 \pi R} \left| \Gamma(\omega_0, \Omega) \right| \quad 3B-2$$

$$\left| \frac{P_{bl}(r, t, \Omega)}{V} \right| = \frac{\rho \omega}{4 \pi R} \left| \Gamma(\omega_0, \Omega) \right| \quad 3B-3$$

A potência acústica média total irradiada de uma estrutura vibrando é definida como sendo:

$$\langle W \rangle_t = \int_0^{4\pi} \langle I \rangle_t R^2 d\Omega \quad 3B-4$$

A intensidade sonora média total é dada como:

$$\langle I \rangle_t = \frac{|P_{rad}|^2}{2 \rho c} \quad 3B-5$$

Substituindo a eq.3B-5 na eq.3B-4, tem-se:

$$\langle W \rangle_t = \frac{2 \pi R^2}{\rho c} |P_{rad}|^2 \quad 3B-6$$

Substituindo a eq.3B-2 na eq.3B-6, tem-se:

$$\langle W \rangle_t = \frac{\rho \omega^2}{8 \pi c} |V|^2 |\Gamma(\omega_0, \Omega)|^2 \quad 3B-7$$

Smith [3.8], escreve a potência sonora total média como sendo:

$$\langle W \rangle_t = \frac{1}{2} |V|^2 R_{rad} \quad 3B-8$$

Substituindo a eq.3B-8 na eq.3B-7, tem-se:

$$R_{rad} = \frac{\rho c k^2}{4 \pi} |\Gamma(\omega_0, \Omega)|^2 \quad 3B-9$$

## ANEXO - 3C - Fator de perda experimental

### 3C-1 - SIMBOLOGIA

A	área do cone [m <sup>2</sup> ]
b	banda de meia potência dB
C	coeficiente de amortecimento viscoso [N s/m]
C <sub>c</sub>	coeficiente de amortecimento crítico [N s/m]
E <sub>dis/ciclo</sub>	energia dissipada por radiano de oscilação [J/rd/s]
f <sub>0</sub>	freqüência central da faixa [Hz]
f <sub>n</sub>	freqüência natural da casca cônica [Hz]
M	massa da casca cônica por unidade de área [Kg/m <sup>2</sup> ]
T <sub>60</sub>	tempo de decaimento de 60 dB [s]
VE	velocidade de escrita do registrador de nível [mm/s]
$\langle \vec{v}^2 \rangle$	velocidade média quadrática temporal e espacial [m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]
δ	decremento logarítmico
η	fator de perda

### 3C-2 - DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DO FATOR DE PERDA

O fator de perda é um parâmetro adimensional que representa o amortecimento estrutural, isto é, a capacidade que a estrutura possui em converter energia vibratória em térmica, através de diversos mecanismos.

A energia vibratória está associada à propagação de ondas elásticas entre os grãos do material e/ou entre superfícies de microfissuras. Internamente aos grãos, descontinuidades na estrutura molecular também são responsáveis pelo amortecimento interno, chamado de amortecimento do material. O fator de perda é definido por Beranek [3.9] como sendo a razão entre a energia dissipada por radiano de oscilação, e a máxima energia

vibratória ( $M\langle\bar{v}^2\rangle$ ):

$$\eta = \frac{E_{\text{dis/ciclo}}}{2 \pi M A \langle\bar{v}^2\rangle} \quad 3C-1$$

Para um único oscilador, há várias maneiras de representar o fator de amortecimento:

$$\eta = \frac{2 C}{c_c} = \frac{2,2}{f_n T_{60}} = \frac{\delta}{\pi} = b \quad 3C-2$$

No presente caso, como a análise é feita em banda de frequência, a maneira mais conveniente de representar o fator de perda é:

$$\eta = \frac{2,2}{f_n T_{60}} \quad 3C-3$$

Como o fator de perda foi medido para um grupo de modos contido em uma faixa, por exemplo terça de oitava, a  $f_n$  representará a frequência central desta faixa.

Empregar-se-á o método experimental do decaimento para a determinação do fator de perda da estrutura cônica, cuja casca é de material composto (fibra de vidro + resina epoxi).

### 3C-3 - EXPERIMENTO

A determinação do fator de perda pelo método do decaimento é bastante simples e largamente empregado. O procedimento deste método consiste em "cortar" subitamente o suprimento de energia vibratória à estrutura ou componente submetido ao ensaio e registrar o decaimento da energia vibratória. Este método apresenta algumas deficiências as quais precisam ser

explicitadas:

1. a estrutura a ser analisada deverá possuir fator de perda máximo de 0,08.

Se, por exemplo, uma estrutura apresentar um fator de perda de 0,16, esta dissipará toda a sua energia vibratória em um único ciclo de vibração, estrutura superamortecida, não sendo possível um registro nítido do decaimento da energia vibratória;

2. se, por exemplo, registrássemos isoladamente o decaimento de energia vibratória de três modos diferentes, a curva do decaimento resultante seria fortemente influenciada pelos modos de menor amortecimento, induzindo a valores subestimados principalmente para estruturas subamortecidas;

3. poderá existir em uma faixa de freqüência duas ressonâncias próximas que se destacam nesta faixa, sendo assim ocorrerá o fenômeno denominado de batimento, que dificultará a leitura da taxa de decaimento.

### 3C-3.1 - EXCITAÇÃO IMPULSIVA

Neste ensaio, utiliza-se um martelo como agente excitador da estrutura, figura 3C-1. Teoricamente o fornecimento de energia através de impacto instantâneo, no domínio do tempo, resultaria em uma excitação capaz de excitar todas as freqüências, inclusive as altas. Porém, como a excitação instantânea tem efetivamente um tempo de ocorrência finito, haverá somente uma faixa de freqüência excitada, figura 3C-2. Nesta figura, observa-se um patamar, em baixas freqüências, somente as freqüências contidas neste patamar serão convenientemente excitadas. Pela excitação impulsiva, sendo assim, as altas freqüências desta estrutura não serão excitadas adequadamente.

0.00000 Hz -48.03dBV TR0 SPEC CH1 dB MAG Res. 26 92-03-20 10:45:05

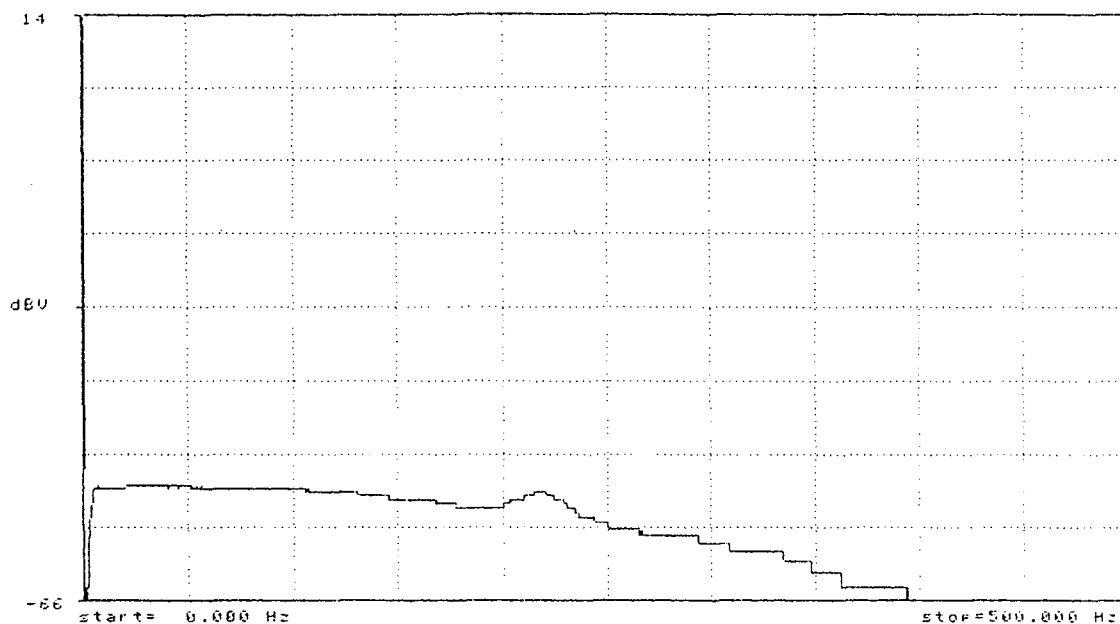
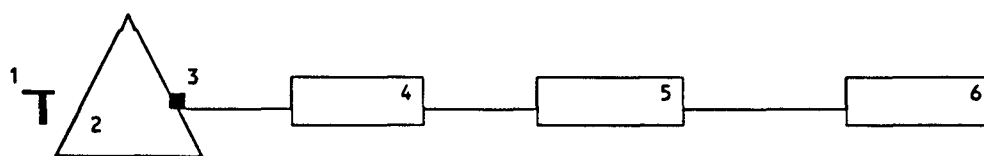


FIGURA 3C-2 - FRF da Excitação Impulsiva



- |                             |                          |
|-----------------------------|--------------------------|
| 1. Martelo                  | 2. Estrutura             |
| 3. Acelerômetro             | 4. Amplificador de Carga |
| B & K Tipo 4366             | B & K Tipo 2626          |
| 5. Analisador de Frequência | 6. Registrador de Nível  |
| B & K Tipo 2120             | B & K Tipo 2305          |

FIGURA 3C-1 - Cadeia de Excitação e Resposta Impulsiva

Na cadeia de resposta, mostrada na figura 3C-1, o registrador de nível merece mais atenção, especialmente no tocante à escolha da velocidade de



escrita (VE). A escolha adequada da velocidade de escrita implica em um registro do decaimento mais nítido e também garante que o tempo de decaimento medido seja efetivamente da estrutura sob ensaio. Esta certeza de medição só é obtida quando o tempo de decaimento da estrutura sob ensaio é maior que o tempo de decaimento dos componentes isolados, de interesse, que compõem a cadeia de medição. Pois, se uma peça estrutural em ensaio possuir o tempo de decaimento menor que o do registrador de nível, este irá registrar o seu tempo de decaimento, pois este é o seu fundo de escala. Como consequência, haverá a má interpretação do resultado encontrado.

A seguir, apresenta-se uma discussão das velocidades de escrita (VE) que foram adotadas neste ensaio:

VE=125 mm/s - As curvas do tempo de decaimento da estrutura sob ensaio e do registrador, sem carga, apresentam a mesma inclinação. Esta VE implica em dificuldade na determinação do fator de perda da estrutura, pois não há como diferenciar se o registro obtido no final do ensaio é da estrutura ou do registrador;

VE=200 mm/s - A curva do registrador, sem carga, apresenta um tempo de decaimento menor, quando comparado com o tempo do decaimento da estrutura sob ensaio. Isto indica que a velocidade de escrita está compatível ao ensaio em questão, nas faixas onde há esta ocorrência;

VE=315 mm/s - Observa-se a mesma tendência já mencionada na velocidade de escrita anterior, porém a curva do decaimento da estrutura em ensaio apresenta variação da inclinação durante o decaimento, em algumas bandas.

Sendo assim, a velocidade de escrita que será utilizada durante este ensaio de medição do fator de perda será de 200 mm/s e 315 mm/s. Esta VE está contida na faixa de velocidades recomendadas pelo fabricante, Manual do

Registrador B & K [3.10].

Na figura 3C-3, há um registro típico da curva de decaimento do registrador de nível e da estrutura.

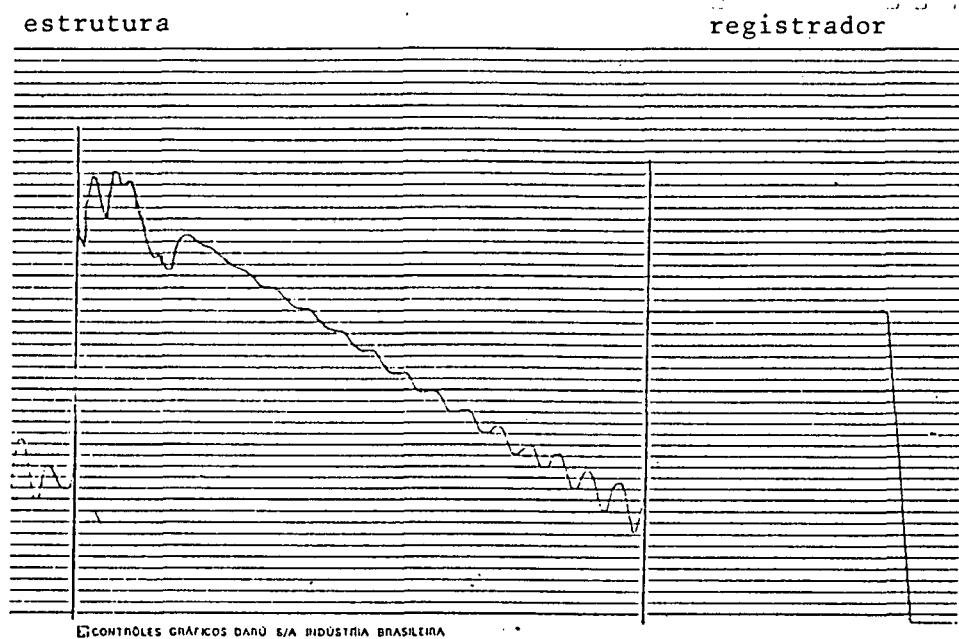


FIGURA 3C-3 - Registro de Decaimento

Apesar das poucas faixas excitadas, através deste procedimento de ensaio, o resultado encontrado é bastante interessante, porque a estrutura não sofre qualquer alteração de suas propriedades. Durante o ensaio, a estrutura está sem qualquer contato com os equipamentos da cadeia de excitação. O inconveniente observado é mostrado na figura 3C-2.

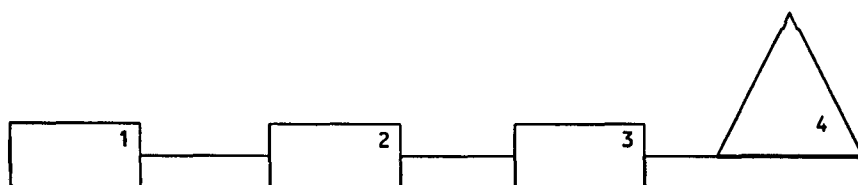
O fator de perda da estrutura é obtido através da banda de meia potência dos modos contidos na faixa de análise. Este procedimento é trabalhoso e os resultados são subjetivos, porém estes encontram-se na tabela 3C-1.

TABELA 3C-1 - Fator de Perda Excitação Impulsiva

$f_0$	100	125	160	200	250
$\eta$	0,014	0,011	0,019	0,018	0,014

### 3C-3.2 - EXCITAÇÃO COM RUÍDO BRANCO

A necessidade deste tipo de excitação deve-se ao fato de que não foi possível determinar o fator de perda por decaimento nas faixas de frequências altas da estrutura cônica em estudo, quando utilizou-se a excitação impulsiva. Como no ensaio anterior, a escolha adequada da velocidade de escrita é importante na determinação da curva do decaimento. Sendo assim, tornou-se necessário repetir o estudo para encontrar a velocidade de escrita mais adequada para este procedimento de ensaio. Observou-se a mesma tendência encontrada no ensaio com excitação impulsiva. A única diferença foi a inserção de duas novas velocidades de escrita, a saber: 500 mm/s e 800 mm/s, as quais foram empregadas nas medições cujas frequências centrais são mais altas. Mesmo assim as velocidades de escritas, utilizadas neste ensaio, estão contidas dentro da faixa recomendada pelo fabricante do registrador, Manual do Registrador B & K [3.10]. A cadeia de excitação e resposta para ruído branco encontram-se nas figuras 3C-4 e 3C-5 respectivamente.



1. Gerador Aleatório de Seno

B & K Tipo 1027

2. Amplificador de Potência

B & K Tipo 2706

3. Shaker

B & K Tamanho Médio

4. Estrutura

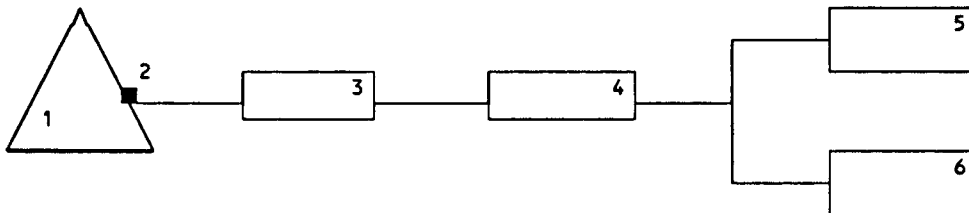
FIGURA 3C-4 - Cadeia de Excitação com Ruído Branco

Como pode ser observado nesta cadeia de excitação há um inconveniente, o qual refere-se ao contato contínuo "excitador-casca" durante o ensaio. Isto

pode alterar propriedades da estrutura em ensaio, como por exemplo: massa e rigidez. Para minimizar este inconveniente, utilizou-se uma forma de contato pontual entre "excitador" e estrutura. Assim tentou-se reduzir qualquer influência que poderia haver do excitador sobre a estrutura.

Observando a cadeia de medição empregada (excitação e resposta), há a necessidade de conhecermos os fatores de perda do "excitador" e do registrador de nível. Estes equipamentos apresentam movimento relativo entre as partes que o compõem, por exemplo:

- \* no excitador o diafragma tem movimento e portanto faz-se necessário conhecer a curva de decaimento deste equipamento, para cada banda de análise,
- \* no registrador de nível, o comando de acionamento de papel e o mecanismo de registro propriamente dito têm movimento. De maneira análoga ao excitador há a necessidade de conhecer a curva de decaimento deste equipamento.



1. Estrutura

2. Acelerômetro

B & K Tipo 4366

3. Amplificador e Condicionador

4. Analisador de Freqüência / Filtro

B & K Tipo 2626

B & K Tipo 2120

5. Osciloscópio

6. Registrador de Nível

Iwatsu SS5702

B & K Tipo 2305

FIGURA 3C-5 - Cadeia de Resposta com Ruído Branco

Isto se faz necessário para que haja a garantia de que o fator de perda

medido seja da estrutura cônica em estudo e não dos equipamentos que compõem a cadeia de medição. Esta garantia só existirá, se o fator de perda da estrutura for menor que o fator de perda do excitador e do registrador de nível em todas as faixas que compõem o espectro de frequência.

Na figura 3C-6 são mostrados os fatores de perda da casca cônica, excitador e do registrador de nível. Todos estes fatores foram obtidos com regulagem dos equipamentos que compõem a cadeia de medição (excitação e resposta) congeladas.

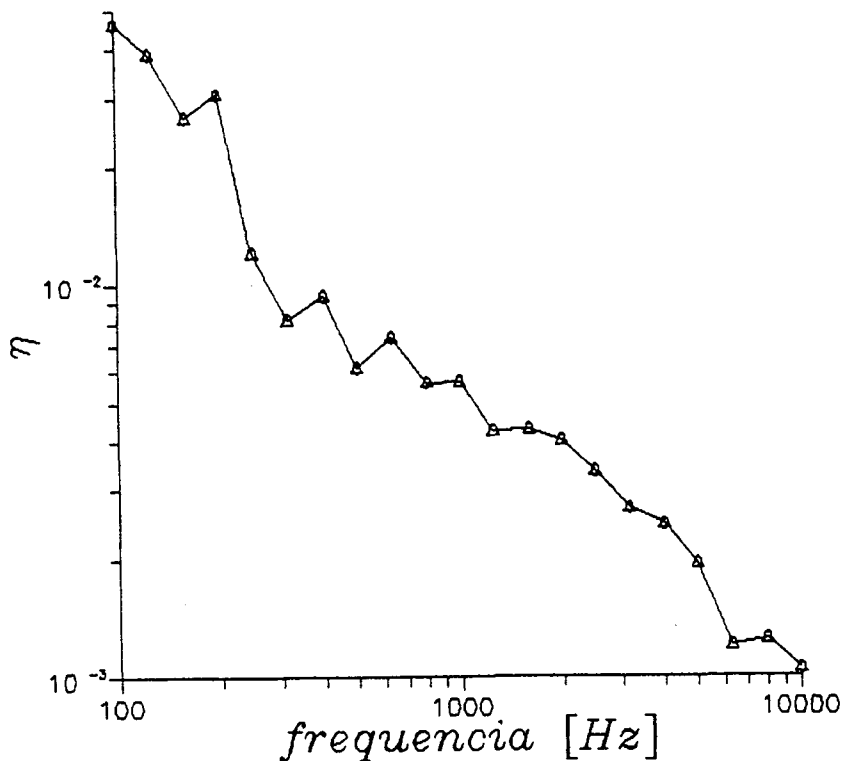


FIGURA 3C-6 - Fator de Perda estrutural

#### 3C-4 - COMENTÁRIOS

Os fatores de perda do excitador e da estrutura foram determinados através da média de quatro medições para cada banda de frequência.

A maior dificuldade encontrada foi a medida do tempo de decaimento na banda de terça de oitava, cuja frequência central é 125 Hz. Havia um sinal de

rede, segundo harmônico, intenso que dificultava a medição da grandeza em questão. Quando subitamente cortávamos o suprimento de energia no gerador (equipamento n<sup>o</sup>1 da figura 3C-4), a estrutura não apresentava diminuição em seu movimento vibratório. A solução adotada, nesta banda especificamente, foi gerar ruído branco com largura de banda constante, tendo como frequência central 125 Hz. Esta decisão não gerou nenhum problema, porque a largura da banda de terça de oitava com frequência central de 125 Hz é 29 Hz, enquanto que a largura de banda constante utilizada no gerador foi de 31,6 Hz. Desta maneira foi possível obter o fator de perda nesta banda especificamente.

## ANEXO - 4A - Tabela do Nível de Pressão Sonora (NPS) Transmitido em dB

Tabela 1 - Medida do Nível de Pressão Sonora Transmitido

Frequência [Hz]	POSIÇÃO									
	01	02	03	04	05	06	07	08	09	10
100	61,46	49,26	60,33	54,86	63,53	63,06	65,43	55,79	59,60	63,46
125	56,94	52,45	56,06	51,09	63,55	58,47	68,55	50,90	49,20	60,85
160	64,16	60,32	50,90	60,25	66,10	60,51	71,52	61,69	52,41	65,04
200	44,74	54,33	50,66	51,90	44,07	42,94	57,45	54,20	51,46	41,07
250	54,28	67,67	67,84	63,39	61,13	66,27	71,62	66,80	66,67	58,47
315	53,53	58,28	60,62	58,90	56,48	60,05	58,84	61,11	62,42	52,65
400	66,30	67,84	69,16	61,95	68,27	70,19	63,14	65,16	70,17	61,98
500	63,76	65,55	68,47	63,71	66,07	67,75	55,07	64,89	71,15	55,28
630	74,14	71,51	73,73	68,16	75,59	77,38	65,98	70,45	71,62	65,22
800	75,97	73,84	71,87	74,53	74,73	76,72	63,69	71,83	74,87	65,05
1000	81,29	75,89	75,98	75,77	80,20	79,33	64,10	75,95	77,08	68,31
1250	82,67	77,63	78,32	79,84	80,10	81,11	79,64	78,41	78,90	77,13
1600	82,92	77,51	78,26	80,97	80,80	82,07	85,63	80,93	80,23	84,56
2000	81,41	76,13	77,19	79,09	78,61	79,64	82,59	79,84	78,22	81,35
2500	77,30	73,10	74,46	76,20	76,64	76,61	78,35	75,94	75,96	78,29
3150	72,49	69,95	71,31	72,25	72,59	72,23	75,80	71,78	72,37	73,79
4000	67,64	67,07	67,03	66,64	68,01	68,17	68,71	66,89	69,01	67,85
5000	66,48	65,34	64,25	64,05	65,00	66,00	63,72	64,81	65,90	64,14
6300	61,23	61,72	61,04	60,98	62,37	62,57	59,72	61,65	62,65	60,12
8000	61,77	62,45	59,53	60,05	61,07	61,30	58,27	60,36	61,01	58,43
10000	61,09	61,42	49,72	49,99	51,19	50,61	40,90	51,51	51,28	48,08

Tabela 2. - Média dos Níveis de Pressão Sonora (NPS) Transmitido em dB  
obtido através de 10 ( dez ) medidas.

f <sub>0</sub>	100	125	160	200	250	315	400	500
MÉDIO	61,65	61,06	64,64	52,02	66,52	59,20	67,37	66,21

f <sub>0</sub>	630	800	1000	1250	1600	2000	2500	3150
MÉDIO	72,88	73,72	77,33	79,68	82,06	79,82	76,53	72,72

f <sub>0</sub>	4000	5000	6300	8000	10000
MÉDIO	67,77	65,06	61,50	60,61	55,40



Tabela 3 - Medida do Nível de Pressão Sonora (NPS) Transmitido em dB  
microfone com e sem rotação.

Frequência [Hz]	POSIÇÃO							
	MICROFONE ROTATIVO				MICROFONE FIXO			
	08	09	10	MÉDIO	08	09	10	MÉDIO
100	55,79	59,60	63,46	60,68	55,93	59,81	63,32	60,67
125	50,90	49,20	60,85	56,76	46,86	44,88	58,14	53,87
160	61,69	52,41	65,04	62,08	59,78	52,57	65,22	61,71
200	54,20	51,46	42,45	51,47	53,96	51,73	41,07	51,36
250	66,80	66,67	60,08	65,42	66,75	67,37	58,47	65,60
315	61,11	62,42	53,62	60,37	60,51	62,85	52,65	60,33
400	65,16	70,17	61,98	67,06	65,08	70,33	61,81	67,17
500	64,89	71,04	55,28	67,30	65,05	71,15	56,06	67,44
630	70,45	71,62	65,22	69,84	71,08	71,90	64,53	70,16
800	71,83	74,87	65,05	72,14	70,66	74,30	64,80	71,42
1000	75,95	77,08	68,31	75,10	75,90	76,88	69,08	75,04
1250	78,41	78,90	77,13	78,21	77,76	79,09	78,38	78,44
1600	80,93	80,23	84,56	82,35	80,87	80,65	83,69	81,97
2000	79,84	78,22	81,35	79,99	79,55	78,56	82,17	80,37
2500	75,94	75,96	78,29	76,88	75,94	75,83	78,60	76,99
3150	71,78	72,37	73,79	72,73	72,05	72,29	73,60	72,70
4000	66,89	69,01	67,85	68,00	66,64	69,21	68,06	68,16
5000	64,81	65,90	64,14	65,01	65,08	65,97	64,30	65,17
6300	61,65	62,65	60,12	61,59	61,78	62,34	60,79	61,68
8000	60,36	61,01	58,43	60,06	60,25	61,72	58,55	60,23
10000	51,51	51,28	48,08	50,55	51,90	51,28	48,34	50,76